

Windeinfluss auf Cavity-Receiver für solare Turmkraftwerke

Influence of Wind on Cavity Receivers for Solar Thermal Power Towers

Von der Fakultät für Maschinenwesen der Rheinisch-Westfälischen
Technischen Hochschule Aachen zur Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der Ingenieurwissenschaften genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Robert Martin Flesch

Berichter: Universitätsprofessor Dr.-Ing. Bernhard Hoffschmidt
Universitätsprofessor Dr.-Ing. Reinhold Kneer

Tag der mündlichen Prüfung: 27. Januar 2016

Diese Dissertation ist auf den Internetseiten der Universitätsbibliothek online
verfügbar.

Vorwort

Diese Arbeit entstand während meiner Zeit als Doktorand am Institut für Solarforschung des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt im Rahmen des Projekts Start-SF. Teilergebnisse der Arbeit wurden bereits publiziert. Sie erschienen in Solar Energy (2014) mit dem Titel „Numerical analysis of the influence of inclination angle and wind on the heat losses of cavity receivers for solar thermal power towers“ sowie in Applied Thermal Engineering (2015) mit dem Titel „On the influence of wind on cavity receivers for solar power towers: An experimental analysis“.

Mein Dank gilt Prof. Dr.-Ing. Bernhard Hoffschmidt für die Betreuung der Arbeit. Ich bedanke mich ebenfalls bei Prof. Dr.-Ing. Reinhold Kneer für die Übernahme des Koreferats, bei Prof. Dr.-Ing. Manfred Wirsum für die Übernahme des Vorsitzes in der Prüfungskommission und auch bei Prof. Dr.-Ing. Robert Pitz-Paal, der mich zu Beginn der Arbeit betreute.

Ein wichtiger Beitrag bei der Erstellung dieser Arbeit war die Unterstützung meiner Kollegen sowie die hervorragende Arbeitsatmosphäre im Institut. Mein Dank gilt hier insbesondere Ralf Uhlig und Dr.-Ing. Hannes Stadler für die hilfreichen und anregenden Diskussionen. Außerdem sei hier noch die Unterstützung durch Peter Schwarzbözl sowie Dr.-Ing. Daniel Maldonado hervorgehoben. Desweiteren bedanke ich mich bei dem Team des Kryogenen Windkanals Köln für die Hilfe bei der Durchführung der Experimente.

Weiterhin gilt mein Dank meiner Familie für die Unterstützung auf meinem gesamten bisherigen Weg. Zu guter Letzt möchte ich mich noch ganz herzlich bei meiner Frau Tanja für den großen Rückhalt bedanken, der maßgeblich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat.

Aachen im Mai 2016

Robert Flesch

Zusammenfassung

Aufgrund ihrer geringen Strahlungsverluste sind Cavity-Receiver eine vielversprechende Option für Hochtemperaturanwendungen in solaren Turmkraftwerken. In bisherigen Untersuchungen zu konvektiven Verlusten dieser Receiverart ist der Einfluss von Wind nur unzureichend berücksichtigt worden, insbesondere bei geneigten Receivern. Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Einfluss von Wind auf die konvektiven Verluste von Cavity-Receivern für solare Turmkraftwerke unterschiedlicher Neigungen systematisch untersucht. Ein verkleinertes Modell wurde in einem kryogenen Windkanal bei einer Umgebungstemperatur von -173 °C untersucht. Die Ergebnisse können durch die Ähnlichkeitstheorie auf Cavity-Receiver für solare Turmkraftwerke mit einer Grashof-Zahl von $Gr = 3,9 \cdot 10^{10}$ und Reynolds-Zahlen bis $Re = 5,2 \cdot 10^5$ übertragen werden. Die Untersuchung zeigte, dass die durch Neigen erzielte Reduktion der konvektiven Verluste mit steigender Windgeschwindigkeit verkleinert bzw. vollständig egalisiert wird. Bei bestimmten Anströmbedingungen übersteigen die konvektiven Verluste von stärker geneigten sogar die Verluste von weniger geneigten Receivern. In Fällen, in denen der Wind eine Strömung parallel zur Apertur-Öffnung verursacht, können die Verluste sogar im Vergleich zu den Verlusten bei natürlicher Konvektion reduziert werden. Dieser Effekt konnte einem sich bildenden natürlichen Luftvorhang zugeordnet werden.

Der gleiche Aufbau wurde ebenfalls mit Hilfe von CFD-Simulationen untersucht. Hierdurch konnte gezeigt werden, dass sich die Veränderungen der Verluste durch Wind mit Hilfe der Simulationen gut vorhersagen lassen. Allerdings sind die durch die Simulationen berechneten absoluten Verluste niedriger als die experimentell bestimmten Werte.

Mit Hilfe der Simulationen wurden zwei Maßnahmen untersucht, mit denen sich die konvektiven Verluste deutlich reduzieren lassen: Zum einen der

Einsatz eines Luftvorhangs und zum anderen die Nutzung eines Teilfenster. Die durch das Teilfenster erzielte Reduktion wurde ebenfalls experimentell überprüft. Auch hier wurde eine gute Übereinstimmung festgestellt.

Zusätzlich wurde das in der Literatur beschriebene Modell von Clausen erweitert, so dass sich mit dem erweiterten Modell der Anstieg der Verluste bei Wind für den vorgestellten Fall gut bestimmen lässt.

Abstract

Due to their low radiative losses cavity receivers are an interesting option for high temperature applications in solar power towers. However, the influence of wind on the convective losses of this receiver type has not been investigated sufficiently, especially in case of inclined receivers. In the present thesis the influence of wind on large-scale cavity receivers with various inclination angles was analyzed systematically. The losses of a small-scale model were measured in a cryogenic wind tunnel at an ambient temperature of $-173\text{ }^{\circ}\text{C}$. With a similarity approach the results can be transferred to a large-scale cavity receivers with a Grashof number of $\text{Gr} = 3.9 \cdot 10^{10}$ and Reynolds numbers up to $\text{Re} = 5.2 \cdot 10^5$. The experiment showed that the reduction of the losses caused by natural convection obtained with an increased inclination angle decreases with increasing wind speed. In some situations wind even causes higher losses for a strongly inclined cavity receiver than for slightly inclined cavities. In cases in which the wind causes a flow parallel to the aperture plane wind can result in lower losses compared to the case with pure natural convection. This effect was attributed to a natural air curtain.

The same setup was analyzed with CFD simulations. A comparison with the experimental results revealed, that the simulation is capable to predict the changes of the convective losses caused by wind. However, the absolute losses calculated by the simulation are lower than the experimental results.

With the aid of the simulation model two different measures were analyzed, which are capable of reducing the convective losses: the usage of an air curtain and a partial window. The calculated reduction potential of the partial window was validated experimentally and was in good agreement.

Additionally, the Clausen model presented in literature was extended, with the result that it can be used to estimate the increase of the convective losses caused by wind in the present case.

Inhaltsverzeichnis

Verzeichnisse	v
Symbolverzeichnis	v
Abkürzungsverzeichnis	xi
Tabellenverzeichnis	xi
Abbildungsverzeichnis	xii
 1. Einleitung	 1
1.1. Überblick über die konzentrierende Solartechnik	1
1.2. Studien zu den konvektiven Verlusten von Cavity-Receivern . .	5
1.2.1. Theoretische und erste numerische Untersuchungen . .	6
1.2.2. Experimentelle Untersuchungen	9
1.2.3. Untersuchungen mit CFD-Simulationen	12
1.2.4. Zusammenfassung der Untersuchungen	16
1.3. Zielsetzung	17
1.4. Aufbau der Arbeit	19
 2. Grundlagen	 21
2.1. Mathematische Beschreibung	21
2.2. Ähnlichkeitstheorie	23
2.3. Numerische Strömungsmechanik	29
 3. Methodik	 37
3.1. Definition der Randbedingungen	37
3.2. Experimenteller Ansatz	41
3.2.1. Aufbau des Modell-Receivers	46
3.2.2. Messmethode	50
3.2.3. Fehlerabschätzung	53
3.3. Simulationsmodell	56
3.3.1. Turbulenzmodellierung	56

Inhaltsverzeichnis

3.3.2.	Rechengitter und Randbedingungen	57
3.3.3.	Numerisches Modell	60
3.4.	Bewertung des Ähnlichkeitsansatzes	63
4.	Ergebnisse	69
4.1.	Experimentelle Ergebnisse	69
4.1.1.	Integrale Ergebnisse	69
4.1.2.	Verteilung der Wärmeverluste	76
4.2.	Simulationsergebnisse	80
4.2.1.	Vergleich von Simulation und Experiment	81
4.2.1.1.	Vergleich der integralen Verluste	81
4.2.1.2.	Vergleich der Verteilungen der Wärmeverluste	83
4.2.2.	Temperatur- und Geschwindigkeitsfeld im Cavity-Receiver	86
5.	Diskussion	99
5.1.	Bewertung des Windeinflusses	99
5.2.	Mechanismen des Windeinflusses	101
5.3.	Vergleich von Simulation und Experiment	110
6.	Clausing-Modell	115
6.1.	Windeinfluss im Clausing-Modell	116
6.2.	Modifikation des Clausing-Modells	117
7.	Maßnahmen zur Reduktion der konvektiven Verluste	129
7.1.	Generelle Überlegung zur Reduktion der konvektiven Verluste	129
7.2.	Reduktion der Verluste durch ein Teilfenster	130
7.3.	Reduktion der Verluste durch einen Luftvorhang	136
8.	Zusammenfassung und Ausblick	147
	Literatur	151
A.	Anhang	161
A.1.	k - ω -SST Turbulenzmodell	161
A.2.	Numerische Schemata	163
A.3.	Randbedingungen im Simulationsmodell	166

A.4. Stofffunktionen im Simulationsmodell	169
---	-----

Verzeichnisse

Symbolverzeichnis

	Griechische Buchstaben	
α	Anströmrichtung	°
β_{ref}	Volumetrischer Ausdehnungskoeffizient im Referenzzustand	1/K
δ_{F}	Verkleinerung der Ruhezone (frontaler Wind)	m
$\delta_{\text{S,n}}$	Verkleinerung der Ruhezone (Seitenwind, normal zur Achsrichtung)	m
$\delta_{\text{S,x}}$	Verkleinerung der Ruhezone (Seitenwind, in Achsrichtung)	m
ϵ_{HF}	Emissivität der Heizflächen	—
η_{Jet}	Wirkungsgrad des Luftvorhang-Gebläses	—
Γ	Gamma-Funktion	—
κ	Winkel des Windvektors in der Apertur-Ebene	°
λ	Feld der Wärmeleitfähigkeit	W/(m K)
λ_{ref}	Wärmeleitfähigkeit im Referenzzustand	W/(m K)
λ^*	Dimensionsloses Feld der Wärmeleitfähigkeit	—
$\tilde{\lambda}_{\text{ref}}$	Wärmeleitfähigkeit im Referenzzustand bei Ähnlichkeit	W/(m K)
λ_{t}	Turbulente Wärmeleitfähigkeit	W/(m K)
μ	Feld der dynamischen Viskosität	kg/(m s)
μ_{ref}	Dynamische Viskosität im Referenzzustand	kg/(m s)
μ^*	Dimensionsloses Feld der dynamischen Viskosität	—

Symbolverzeichnis

$\tilde{\mu}_{\text{ref}}$	Dynamische Viskosität im Referenzzustand bei Ähnlichkeit	kg/(m s)
μ_t	Turbulente Scheinviskosität	kg/(m s)
ψ	Beliebige Strömungsgröße	
$\bar{\psi}$	Reynolds-Mittelwert einer beliebigen Strömungsgröße	
ψ'	Fluktuation einer Strömungsgröße	
ψ''	Fluktuation einer Strömungsgröße (Favre-Mittlewert)	
$\hat{\psi}$	Favre-Mittelwert einer beliebigen Strömungsgröße	
ρ	Feld der Dichte	kg/m ³
$\bar{\rho}$	Reynolds-Mittelwert des Feldes der Dichte	kg/m ³
ρ_{ref}	Dichte im Referenzzustand	kg/m ³
ρ^*	Dimensionsloses Feld der Dichte	—
ρ_{∞}	Dichte bei Umgebungstemperatur	kg/m ³
$\tilde{\rho}_{\text{ref}}$	Dichte im Referenzzustand bei Ähnlichkeit	kg/m ³
σ	Stefan-Boltzmann-Konstante	W/(m ² K ⁴)
τ_W	Wandschubspannung	N/m ²
θ	Ausblaswinkel des Luftvorhangs	°
ϕ	Neigungswinkel	°
ζ	Winkel zwischen Apertur-Ebene und Windvektor	°
ω	Charakteristische Wirbelfrequenz	1/s

Kennzahlen

CFL	Courant-Zahl ($\text{CFL} = \frac{u \cdot \Delta t}{\Delta x}$)	—
Ec	Eckert-Zahl ($\text{Ec} = \frac{u_{\infty}^2}{c_{p,\text{ref}} \Delta T}$)	—
Gr	Grashof-Zahl ($\text{Gr} = \frac{\beta_{\text{ref}} (T_W - T_{\infty}) g \rho_{\text{ref}}^2 L^3}{\mu_{\text{ref}}^2}$)	—
Nu	Nusselt-Zahl ($\text{Nu} = \frac{a \cdot L}{\lambda_{\text{ref}}}$)	—
ΔNu	Reduktion der Nusselt-Zahl	—

Π_ρ	Kennzahl der Temperaturspreizung ($\Pi_\rho = \beta_{\text{ref}} (T_W - T_\infty)$)	—
Pr_t	Turbulente Prandtl-Zahl ($\text{Pr}_t = \frac{\mu_t c_p}{\lambda_t}$)	—
Pr	Prandtl-Zahl ($\text{Pr} = \frac{\mu_{\text{ref}} c_{p,\text{ref}}}{\lambda_{\text{ref}}}$)	—
Re	Reynolds-Zahl ($\text{Re} = \frac{\rho_{\text{ref}} u_{\text{Wind}} L}{\mu_{\text{ref}}}$)	—
Re_{Jet}	Reynolds-Zahl des Luftvorhangs ($\text{Re}_{\text{Jet}} = \frac{u_{\text{Jet}} \rho_{\text{ref}} D_i}{\mu_{\text{ref}}}$)	—
Ri	Richardson-Zahl ($\text{Ri} = \frac{\text{Gr}}{\text{Re}^2}$)	—
Sr	Strouhal-Zahl ($\text{Sr} = \frac{L}{u_\infty t_{\text{ref}}}$)	—

Lateinische Buchstaben

a	Wärmeübergangskoeffizient	$\text{W}/(\text{m}^2 \text{K})$
A	Fläche	m^2
$A_{\text{Ap,Eff}}$	Effektive Ausströmfläche (Apertur-Öffnung)	m^2
\tilde{A}_{ges}	Flächeninhalt aller beheizten Flächen	m^2
\tilde{A}_{HF}	Flächeninhalt der Heizfläche	m^2
b_{Jet}	Dicke des Luftvorhangs	m
C	Formfaktor der Weibullverteilung	—
c_F	Proportionalitätskonstante Erweiterung Clausung-Modell	s
$c_{S,n}$	Proportionalitätskonstante Erweiterung Clausung-Modell	s
$c_{S,x}$	Proportionalitätskonstante Erweiterung Clausung-Modell	s
$c_{p,\text{ref}}$	Wärmekapazität im Referenzzustand	$\text{kJ}/(\text{kg K})$
$c_{p,\infty}$	Wärmekapazität bei Umgebungstemperatur	$\text{kJ}/(\text{kg K})$
\tilde{D}_{Ap}	Durchmesser der Apertur-Öffnung	m
\tilde{D}_i	Skalierter Innendurchmesser des Cavity-Receiver	m
D_i	Innendurchmesser des Cavity-Receiver	m
e	Eulersche Zahl	—

Symbolverzeichnis

F	Beliebiges Vektorfeld	
F	Verteilungsfunktion (Weibullverteilung)	—
f	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (Weibullverteilung)	s/m
f_b	Überblendungsfunktion	—
F_{HF}	Einstrahlzahl Heizfläche zu Apertur-Öffnung	—
$\delta f_{R,HF}$	Maximaler Messfehler bei Widerstandsverhältnis	—
$f_{R,HF}$	Widerstandsverhältnis	—
g	Vektor der Erdbeschleunigung	m/s ²
g^*	Richtungsvektor der Erdbeschleunigung	—
g	Erdbeschleunigung	m/s ²
H	Höhe über dem Erdboden	m
h	Feld der Enthalpie	kJ/kg
\hat{h}	Favre-Mittelwert des Enthalpie-Feldes	kJ/kg
h^*	Dimensionsloses Feld der Enthalpie	—
h''	Fluktuationen im Enthalpie-Feld	kJ/kg
I	Einheitsmatrix	—
k	Feld der turbulenten kinetischen Energie	m ² /s ²
\tilde{L}	Skalierte charakteristische Länge	m
L	Charakteristische Länge	m
l	turbulente Längenskala	m
L_a	Auftriebslänge	m
L_B	Breite der Messstrecke	m
L_{Clausing}	Länge der Konvektionszone ohne Wind	m
L_H	Höhe der Messstrecke im KKK	m
L_{Wind}	Eindringlänge	m
n	Normalenvektor	m
D_{Ap}	Durchmesser der Apertur-Öffnung	m

o	Numerische Ordnung der Schemata	—
O	Oberfläche	m
$\delta \tilde{P}_{\text{HK}}$	Maximaler Messfehler der Wirkleistungsmessung	W
\tilde{P}_{HK}	Gemessene Wirkleistung im Heizkreis	kW
$\tilde{P}_{\text{L,HF}}$	Elektrische Leistung bei reiner Wärmeleitung	kW
P_{el}	Elektrische Leistung	kW
P_{jet}	Elektrische Leistung des Luftvorhangs	m
p	Feld des Drucks	Pa
\bar{p}	Reynolds-Mittelwert des Druckfeldes	Pa
p^*	Dimensionsloses Feld des Drucks	—
$\delta \dot{Q}_{\text{S,HF}}$	Maximaler Fehler in den Strahlungsverlusten	W
\dot{Q}_{HF}	Heizleistung der Heizflächen	kW
$\dot{Q}_{\text{konv,HF}}$	Konvektive Verluste einer Heizfläche	kW
\dot{Q}_{konv}	Konvektive Verluste des Modell-Receiver	kW
$\dot{Q}_{\text{L,HF}}$	Verluste durch Wärmeleitung einer Heizfläche	kW
$\dot{Q}_{\text{S,HF}}$	Strahlungsverluste einer Heizfläche	kW
\dot{Q}_{Ap}	Wärmestrom durch die Apertur-Öffnung	kW
\dot{Q}_{konv}	Verluste durch Konvektion	kW
\dot{Q}_{W}	Verlustwärmestrom der Cavity-Wände	kW
\dot{Q}_{S}	Strahlungsverluste	kW
R_{HF}	Widerstand der Heizfläche	Ω
R_{HK}	Gesamtwiderstand von Leitung und Heizfläche	Ω
$\overline{\mathbf{S}}''$	Reynolds-Mittelwert der Schwankung des Tensors der Scherung	1/s
$\overline{\mathbf{S}}$	Reynolds-Mittelwert des Tensors der Scherung	1/s
\mathbf{S}	Tensor der Deformationsgeschwindigkeiten	1/s

Symbolverzeichnis

s	Geometrischer Skalierungsfaktor	—
T	Feld der Temperatur	K oder °C
ΔT	Temperaturdifferenz $T_W - T_\infty$	K oder °C
$\Delta \tilde{T}$	Temperaturdifferenz bei Ähnlichkeit	K oder °C
\hat{T}	Favre-Mittelwert des Temperatur-Feldes	K oder °C
\tilde{T}_{HF}	Mittlere Temperatur einer Heizfläche	K oder °C
\tilde{T}_∞	Umgebungstemperatur bei Ähnlichkeit	K oder °C
T_{Ap}	Temperatur des Fluids nach Verlassen der Cavity	K
T_K	Mittlere Temperatur der Konvektionszone	K
T_W	Wandtemperatur des Cavity-Receiver	K
T_{ref}	Referenztemperatur	K oder °C
T^*	Dimensionsloses Feld der Temperatur	—
T_∞	Umgebungstemperatur	K
$\delta \Delta \tilde{T}$	Maximaler Messfehler der Temperaturdifferenz	K oder °C
T''	Fluktuationen im Temperatur-Feld	K oder °C
t	Zeit	s
Δt	Zeitschritt	s
t_{ref}	Charakteristische Zeitkonstante	s
t^*	Dimensionslose Zeit	—
\tilde{u}_{Jet}	Ausblasgeschwindigkeit des Luftvorhangs	m/s
\mathbf{u}	Vektorfeld der Geschwindigkeit	m/s
\tilde{u}_{Wind}	Skalierte Windgeschwindigkeit in Umgebung des Receivers	m/s
\mathbf{u}^*	Dimensionsloses Vektorfeld der Geschwindigkeit	—
$\hat{\mathbf{u}}$	Favre-Mittelwert des Vektorfeldes der Geschwindigkeit	m/s
u_{Wind}	Windgeschwindigkeit in Umgebung des Receivers	m/s
u_{Ap}	Geschwindigkeit in der Apertur-Öffnung	m/s

u_a	Geschwindigkeit durch Auftrieb	m/s
u_∞	Charakteristische Geschwindigkeit	m/s
$\langle u_{\text{Wind}} \rangle$	Mittlere Windgeschwindigkeit	m/s
u_τ	Schubspannungsgeschwindigkeit	m/s
u''	Fluktuationen der Geschwindigkeit	m/s
\tilde{U}_{HF}	Wärmedurchgangskoeffizient des Dewar-Gefäßes	kW/(m ² K)
$\delta \tilde{U}_{\text{HF}}$	Maximaler Fehler im Wärmedurchgangskoeffizienten	kW/(m ² K)
V	Volumen	m ³
v	Skalierungsfaktor der Weibullverteilung	m/s
Δx	Elementgröße	m
y	Wandabstand	m
y^+	Dimensionsloser Wandabstand	—
y'	Vertikale Achse	m
y'^*	Dimensionslose vertikale Achse	—
z_0	Rauigkeitslänge	m

Abkürzungsverzeichnis

CFD Computational Fluid Dynamics

KKK Kryogene Windkanal Köln

HDG Hochdruck-Windkanal Göttingen

PTFE Polytetrafluorethylen

HF Heizfläche

SST Shear Stress Transport

TF Teilfenster

Tabellenverzeichnis

2.1. Übersicht über die verwendeten Bezugsgrößen.	25
2.2. Übersicht über die relevanten Kennzahlen und deren Bedeutung	27
3.1. Daten des Kryogenen Windkanals Köln	43
3.2. Größen des mittels Ähnlichkeitstheorie skalierten Experiments.	46
3.3. Sichtfaktoren der einzelnen Heizfläche (HF) zur Apertur-Öffnung	51
3.4. Fehlerabschätzung für die berechneten Strahlungsverluste. . . .	55
3.5. Übersicht über die verwendeten Rechengitter und deren Elementanzahl	62
3.6. Stoffwerte im Referenzzustand	64
3.7. Abweichungen durch den Ähnlichkeitsansatz	66
5.1. Inverse Richardson-Zahl im Minimum der Verluste	107
A.1. Konstanten des k - ω -Turbulenzmodells	162
A.2. Übersicht über die Randbedingungen im Simulationsmodell . .	168

Abbildungsverzeichnis

1.1. Beispiel für ein Dish-System und ein Turmsystem	2
1.2. Darstellung der Hauptverlustmechanismen von Cavity-Receiver.	4
1.3. Definition des Neigungswinkels	5
1.4. Auftriebslänge und Zonen im Clausing Modell	8
1.5. Veranschaulichung des Clausing-Modells mit Widerständen . .	9
1.6. Studien zu den konvektiven Verlusten von Cavity-Receiver . .	16
3.1. Häufigkeitsverteilung der Windgeschwindigkeiten	40
3.2. Wandtemperatur von Modell-Receiver und hochskalierten Receiver	45
3.3. Skizze des Modell-Receivers	47
3.4. Modell-Receiver in der Messstrecke des Kryogenen Windkanals Köln	48
3.5. Verteilung der einzelnen Heizflächen im Modell-Receiver	49
3.6. Darstellung der Umgebung des simulierten Modell-Receivers .	57
3.7. Darstellung der Cavity im Simulationsmodell	58
3.8. Wärmeverluste bei Verwendung der verschiedenen Rechengitter	62
3.9. Temperaturverteilung bei Verwendung der verschiedenen Rechengitter	63

3.10. Variation der Stoffeigenschaften bei Experiment und Anwendungsfall	65
3.11. Temperaturprofile im Modell-Receiver und beim Anwendungsfall	67
4.1. Verluste bei Frontalwind ($\alpha = 0^\circ$) und verschiedenen Neigungswinkeln	70
4.2. Verluste bei Seitenwind und verschiedenen Neigungswinkeln .	71
4.3. Verluste bei weiteren Windrichtungen	73
4.4. Einfluss der Windrichtung bei horizontalem Receiver	75
4.5. Einfluss der Windrichtung bei leicht geneigtem Receiver	75
4.6. Einfluss der Windrichtung bei stark geneigtem Receiver	76
4.7. Verteilung der Wärmeverluste bei Frontalwind	77
4.8. Verteilung der Wärmeverluste bei Seitenwind	79
4.9. Vergleich der Verluste in Experiment und Simulationen	82
4.10. Verteilung der Verluste in Experiment und Simulationen bei Frontalwind	84
4.11. Verteilung der Verluste in Experiment und Simulationen bei Seitenwind	87
4.12. Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung bei $\alpha = 0^\circ$ und $\phi = 0^\circ$	89
4.13. Verlauf der mittleren Temperatur bei $\alpha = 0^\circ$ und $\phi = 0^\circ$	90
4.14. Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung bei $\alpha = 0^\circ$ und $\phi = 30^\circ$	91
4.15. Verlauf der mittleren Temperatur bei $\alpha = 0^\circ$ und $\phi = 30^\circ$	92
4.16. Verlauf der mittleren Temperatur bei $\alpha = 0^\circ$ und $\phi = 60^\circ$	93
4.17. Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung bei $\alpha = 0^\circ$ und $\phi = 60^\circ$	94
4.18. Verlauf der mittleren Temperatur bei $\phi = 90^\circ$	95
4.19. Verlauf der mittleren Temperatur bei $\alpha = 90^\circ$ und $\phi = 0^\circ$	96
4.20. Verlauf der mittleren Temperatur bei $\alpha = 90^\circ$ und $\phi = 30^\circ$. . .	96
4.21. Verlauf der mittleren Temperatur bei $\alpha = 90^\circ$ und $\phi = 60^\circ$. . .	97
4.22. Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung bei $\alpha = 90^\circ$ und $\phi = 60^\circ$	97
5.1. Ausdehnung des Bereichs hoher Fluidtemperatur mit und ohne Wind	102
5.2. Verschiebung des Übergangs zum Bereich hoher Fluidtemperatur	104
5.3. Schnitt durch den Cavity-Receiver in Ebenen der Anströmung .	106
6.1. Vergleich des Windeinflusses in Clausing-Modell und Experiment	117
6.2. Temperatur- und Geschwindigkeitsfeld bei $\alpha = 0^\circ$ und $\phi = 60^\circ$	119
6.3. Erweiterung des Clausing-Modells für frontale Anströmung . .	119

6.4. Erweiterung des Clausing-Modells für Anströmungen mit $\alpha < 90^\circ$	121
6.5. Windeinfluss auf die Verluste im erweiterten Clausing-Modell	123
6.6. Einfluss der Windrichtung im modifizierten Clausing-Modell	125
6.7. Verkleinerung der Ruhezone in Simulation und Modell	126
7.1. Modell-Receiver mit nachgebildetem Teilfenster	131
7.2. Reduktionspotential des Teilfensters bei Frontalwind	132
7.3. Reduktionspotential des Teilfensters bei Seitenwind	133
7.4. Verteilung der Wärmeverluste mit und ohne Teilfenster	134
7.5. Skizze der Parameter des Luftvorhangs	137
7.6. Einfluss der Ausblasgeschwindigkeit bei $\phi = 0^\circ$	138
7.7. Einfluss der Ausblasgeschwindigkeit bei $\phi = 30^\circ$	138
7.8. Einfluss der Ausblasgeschwindigkeit bei $\phi = 60^\circ$	139
7.9. Temperatur- und Geschwindigkeitsfeld mit Luftvorhang ($\phi = 0^\circ, \alpha = 0^\circ$)	140
7.10. Temperatur- und Geschwindigkeitsfeld mit Luftvorhang ($\phi = 0^\circ, \alpha = 60^\circ$)	142
7.11. Einfluss des Ausblaswinkels auf die konvektiven Verluste	143
7.12. Reduktionspotential des Luftvorhangs bei frontaler Anströmung	144
7.13. Reduktionspotential des Luftvorhangs bei seitlicher Anströmung	144
7.14. Ertragssteigerung und elektrische Leistung des Luftvorhangs	146
A.1. Darstellung von zwei finiten Elementen	165
A.2. Vergleich der in OpenFOAM genutzten Stoffdaten mit den Quelldaten	169

1. Einleitung

1.1. Überblick über die konzentrierende Solartechnik

Voraussetzung für unseren heutigen Lebensstandard ist ein entsprechender Einsatz von Energie. Gleichzeitig zeichnen sich die Umweltauswirkungen unserer heutigen Energieversorgung immer deutlicher ab. Daher gibt es Bestrebungen die sogenannten regenerativen Energien zu nutzen, bei denen das durch die Natur bereitgestellte Energieangebot genutzt wird. Eine Möglichkeit zur Nutzung des regenerativen Strahlungsangebots der Sonne ist die konzentrierende Solartechnik. Hierbei wird das Sonnenlicht mit Hilfe von Spiegeln konzentriert, um so Nutzwärme auf einem höheren Temperaturniveau bereitzustellen. Als Vorteil wird hier die technisch einfach umzusetzende und kostengünstige Speicherung der Wärme angesehen. Angebot und Bedarf können dadurch zeitlich entkoppelt werden. Die bereitgestellte Wärme kann zur Stromerzeugung oder für Prozesswärmeanwendungen genutzt werden. Daher wird die konzentrierende Solartechnik als eine wichtige Option für die zukünftige Energieversorgung angesehen [1].

Solarthermische Anlagen können anhand des verwendeten Konzentrators in zwei Gruppen eingeteilt werden:

Linienfokussierende Systeme nutzen eine parabolische Spiegelrinne oder Fresnel-Spiegel, um das Sonnenlicht auf ein Absorberrohr zu konzentrieren. Mit Hilfe einer einachsigen Nachführung wird der Spiegel auf die Sonne ausgerichtet bzw. werden die Spiegel so ausgerichtet, dass das Licht auf das Absorberrohr reflektiert wird.



(a) Dish-System (Bild: A. Tiddens)



(b) Solarturm Jülich (Bild: T. Hartz)

Abbildung 1.1.: Beispiel für ein Dish-System und ein Turmsystem

Punktfoкусierende Systeme konzentrieren das Licht auf eine einzelne Fläche geringer Ausdehnungen. Daher wird im Vergleich zu den linienfoкусierenden Systemen eine höhere Konzentration der solaren Strahlung erzielt. Die punktfoкусierenden Systeme lassen sich wiederum in zwei Untergruppen einteilen. Die erste Gruppe ist die der sogenannten Dish-Anlagen, bei denen das Licht mit Hilfe eines einzelnen paraboloiden Spiegels konzentriert wird. Diese Systeme sind typischerweise in der Leistungsklasse $P_{el} < 50 \text{ kW}$ ausgeführt [2]. Die zweite Gruppe ist die der solaren Turmsysteme. Bei diesen wird Sonnenlicht mit einzelnen zweiachsig nachgeführten Spiegeln, den sogenannten Heliostaten, auf die Spitze eines Turmes reflektiert. Turmsysteme sind in deutlich größeren Leistungsklassen als einzelne Dish-Systeme ausgeführt.

Zur Verdeutlichung der Größe beider Gruppen der punktfoкусierenden Systeme sind je ein Beispiel für jeden Anlagentyp in Abb. 1.1 dargestellt.

Im Fokuspunkt der punktfoкусierenden Systeme befindet sich ein Strahlungsempfänger, der sogenannte Receiver. Eine mögliche Bauform ist der sogenannte Cavity-Receiver. Bei dieser Form sind die bestrahlten Flächen im Inneren eines einseitig geöffneten Hohlraumes angeordnet. Auf diese Weise wird das Prinzip des Hohlraumstrahlers genutzt. Das Sonnenlicht tritt durch die Öffnung des Receivers, die sogenannte Apertur, ins Innere des Receivers und wird an den Innenflächen direkt oder nach mehreren Reflektionen größtenteils absorbiert. Da die inneren Flächen deutlich größer sind als die Apertur-Öffnung, verlässt nur ein kleiner Teil der nicht absorbierten Strahlung den Hohlraum.

Gleiches gilt für die emittierte Strahlung der heißen Innenflächen des Cavity-Receiver. Verglichen mit Receivern, bei denen die absorbierenden Flächen beispielsweise auf der Außenseite eines Zylinders angeordnet sind, hat der Cavity-Receiver somit geringere Strahlungsverluste [3]. Bedingt durch das Prinzip des Cavity-Receiver tritt auch der Maximalwert der flächenspezifischen Strahlungsdichte, der sogenannten Flussdichte, in der Apertur-Ebene auf. Die Flussdichte auf den inneren Flächen des Cavity-Receiver ist geringer als in der Apertur. Dies kann vorteilhaft sein, da die thermische Belastung der bestrahlten Flächen geringer ist. Außerdem lässt sich auf diese Weise eine gewünschte Flussdichte auf den bestrahlten Flächen einstellen. Entsprechend der Leistungsklassen der beiden Systeme, in denen Cavity-Receiver eingesetzt werden, unterscheiden sich die Cavity-Receiver in ihrer Größe. Ein Cavity-Receiver eines typischen großen Dish-Systems mit einer Spiegelfläche von 100 m^2 und einem Konzentrationsverhältnis von 1000 (vgl. [4]) benötigt einen Apertur-Durchmesser von ca. 0,4 m. Ein Turmkraftwerk mit einer Leistung von mehr als 1 MW_{th} hat jedoch einen Apertur-Durchmesser des Cavity-Receiver von über 1 m. Damit folgt, dass auch die inneren Abmessungen eines typischen Cavity-Receiver für ein Turmkraftwerk deutlich über 1 m liegen, wohingegen die Cavity-Receiver für Dish-Systeme meist Abmessungen kleiner 1 m haben.

Zwar existieren auch geschlossene Cavity-Receiver, bei denen die Apertur-Öffnung mit einem optisch durchlässigen Material verschlossen ist, jedoch sind die bei den meisten Anwendungen eingesetzten Cavity-Receiver zur Umgebung offen. Daher treten neben den Strahlungsverlusten \dot{Q}_S auch Verluste infolge von Konvektion auf (\dot{Q}_{konv}): Kalte Luft tritt durch die Apertur-Öffnung ins Innere des Receiver, heizt sich an den heißen Flächen auf und verlässt den Receiver wieder durch die Apertur-Öffnung (vgl. Abb. 1.2). Sofern die Strömung einzig durch die Dichteunterschiede infolge der unterschiedlichen Temperaturen angetrieben wird, wird von natürlicher Konvektion gesprochen. Da sich der Receiver in einer offenen Umgebung befindet, kann die Strömung auch zusätzlich durch Wind als äußeren Effekt beeinflusst werden. Werden die Verluste im Falle sehr hoher Geschwindigkeiten nur durch die externe Strömung bestimmt, handelt es sich um erzwungene Konvektion. Für niedrigere Geschwindigkeiten ergibt sich die Strömung als Resultat der Überlagerung der beiden Effekte. Dies wird als Mischkonvektionsproblem bezeichnet. Neben den Strahlungsverlusten sind die konvektiven Verluste der relevante Verlust-

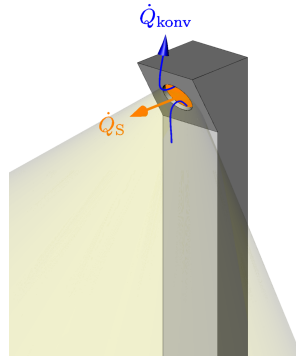


Abbildung 1.2.: Darstellung der Hauptverlustmechanismen von Cavity-Receivern.

mechanismus für Cavity-Receiver. Die Verluste durch Konvektion können in der gleichen Größenordnung liegen wie die Verluste durch Strahlung [5]. Daher sollten sie zur Abschätzung der Effizienz des gesamten Systems möglichst genau für verschiedene Randbedingungen bekannt sein.

Wird ein Cavity-Receiver als Strahlungsempfänger in einem Dish-System eingesetzt, so ändert sich seine Ausrichtung im Raum infolge der Nachführung. Aber auch Cavity-Receiver für solare Turmkraftwerke werden mit unterschiedlichen Neigungswinkeln realisiert. Der Neigungswinkel ist ein Parameter, der in der Auslegungsphase an die genauen Anforderungen angepasst wird: hierdurch kann der Receiver an die von den Heliostaten kommende Strahlung angepasst werden. Weiterhin lässt sich durch den Neigungswinkel der Apertur-Öffnung bzw. des Receivers die Strömung infolge natürlicher Konvektion beeinflussen. Der Neigungswinkel wird letztlich in einer Optimierung der Gesamtkosten festgelegt, bei der weitere abhängige Einflussgrößen wie Turmhöhe, Feldwirkungsgrad und Receiver-Wirkungsgrad berücksichtigt werden. Die Neigung wird hier im Folgenden mit dem Winkel ϕ zwischen Receiver und der Horizontalen beziehungsweise gleichermaßen dem Winkel zwischen Apertur-Ebene und der Vertikalen charakterisiert (Abb. 1.3). Receiver mit $\phi = 0^\circ$ werden als horizontale Receiver bezeichnet.

Die ersten beiden kommerziellen Turmkraftwerke PS10 und PS20, gebaut von Abengoa Solar, verwenden einen Satteldampf-Receiver in Cavity-Bauform zur

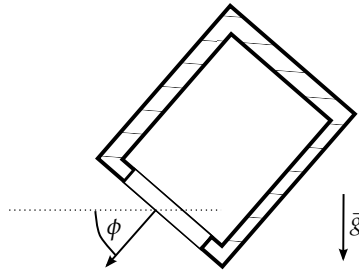


Abbildung 1.3.: Definition des Neigungswinkels

Bereitstellung von Dampf bei $250 - 300\text{ }^{\circ}\text{C}$, der anschließend in einer Turbine entspannt wird [6]. Die Apertur-Öffnung des Cavity-Receiver in der Anlage PS20 hat eine Fläche von 120 m^2 . Derzeit befindet sich die Weiterentwicklung dieser Kraftwerke im Bau, die Anlage Khi Solar One in Südafrika. Bei dieser werden drei nebeneinander angeordnete Cavity-Receiver eingesetzt, die überhitzten Dampf bei $530\text{ }^{\circ}\text{C}$ produzieren. Außerdem wurde in dem Demonstrationsprojekt Solugas in einem Cavity-Receiver mit einem Innendurchmesser von knapp 5 m Druckluft auf bis zu $800\text{ }^{\circ}\text{C}$ erwärmt und anschließend in einer Gasturbine entspannt [7, 8]. Dieser Receiver ist um $\phi = 35^{\circ}$ geneigt. Eine weitere kommerzielle Anlage mit Cavity-Receiver ist der ACME Solar Tower in Indien [6]. Neben den kommerziellen Anlagen wurden und werden Cavity-Receiver in verschiedenen Forschungsanlagen eingesetzt [9]. Ein aktuelles Beispiel eines Receivers mit fast horizontaler Apertur-Öffnung $\phi = 90^{\circ}$ ist die Forschungsanlage des CSIRO zur Herstellung von Synthesegas bei Temperaturen über $800\text{ }^{\circ}\text{C}$ [10].

1.2. Studien zu den konvektiven Verlusten von Cavity-Receivern

Die Bestimmung der konvektiven Verluste von Cavity-Receivern war schon Gegenstand zahlreicher Studien. Dieses Kapitel gibt einen Überblick über die durchgeführten Untersuchungen sowie deren Ergebnisse. Die Studien sind nach ihrer Methodik in drei verschiedene Kategorien eingeteilt. Im ersten Teil

werden theoretische und frühe numerische Untersuchungen vorgestellt. Anschließend werden die experimentellen Arbeiten und schließlich die Arbeiten beschrieben, bei denen die Verluste mit Hilfe des Ansatzes der numerischen Strömungsmechanik (Englisch: Computational Fluid Dynamics, kurz CFD) bestimmt werden. Die Untersuchungen wurden an Cavity-Receivern verschiedener Größe und zum Teil mit Hilfe eines Ähnlichkeitsansatzes durchgeführt. Als Vergleich wird für die experimentellen Untersuchungen und die CFD-Studien die Grashof-Zahl $Gr = \frac{\beta_{\text{ref}} (T_W - T_\infty) g \rho_{\text{ref}}^2 L^3}{\mu_{\text{ref}}^2}$ genutzt, die das Verhältnis von Auftriebskräften zu viskosen Kräften beschreibt. Dabei bezeichnet β_{ref} den volumetrischen Ausdehnungskoeffizienten, ρ_{ref} die Dichte und μ_{ref} die Viskosität des Fluids. Die Stoffgrößen werden im Referenzzustand bei der mittleren Temperatur $T_{\text{ref}} = 0,5 \cdot (T_W + T_\infty)$ mit der Wandtemperatur T_W und der Umgebungstemperatur T_∞ gebildet. Als charakteristisches Längenmaß L wird für zylindrische und sphärische Receiver der größte innere Durchmesser bzw. für andere Receiver die längste innere Kantenlänge verwendet unabhängig von der Ausrichtung des Receivers. Falls in den Studien Wind ebenfalls untersucht wurde, ist zusätzlich die Reynolds-Zahl $Re = \frac{\rho_{\text{ref}} u_{\text{Wind}} L}{\mu_{\text{ref}}}$ angegeben, die das Verhältnis von Trägheits- zu Zähigkeitskräften charakterisiert. Als charakteristische Geschwindigkeit wird die ungestörte Windgeschwindigkeit u_{Wind} in der Nähe des Receivers verwendet.

1.2.1. Theoretische und erste numerische Untersuchungen

In ersten Abschätzungen der Verluste wurden bekannte Korrelationen für eine ebene Platte auf die Öffnung der Apertur angewendet [11] oder die Cavity Wände als einzelne ebene Platten in einer ruhenden Umgebung behandelt [12]. Eine erste gezielte Untersuchung der Verluste von Cavity Receivern mittels eines zweidimensionalen numerischen Modells wurde von Eyler [13] vorgestellt.

Die Idee die Wärmeströme der Wände in die Cavity mittels bekannten Korrelationen zu berechnen wurde von Clausing [14] aufgegriffen. In dem vorgestellten Modell wurden jedoch die Innenflächen der Cavity nicht als einzelne Platten in einer ruhenden Umgebung betrachtet, sondern die grundlegenden Strömungsphänomene innerhalb der Cavity genauer berücksichtigt. Auf

Grund der hohen Dichteunterschiede von heißer Luft und Umgebungsluft erwartete Clausing eine stabile Schichtung im oberen Bereich der Cavity, die sogenannte Ruhezone. Diese Schichtung im oberen Teil des Cavity-Receiver ist ebenfalls schon von Eyler [13] als Ergebnis der Simulationen beschrieben worden. Als Grenzfläche für die Ruhezone wurde in dem Modell die Fläche durch die obere Begrenzung der Apertur gewählt (vgl. Abb. 1.4). Den Teil des Cavity-Receiver unterhalb dieser Grenzfläche bezeichnete Clausing als Konvektionszone, da dieser Bereich von Luft durchströmt wird. Zur Berechnung der Wärmeverluste werden in dem Modell die einzelnen relevanten Transportmechanismen modelliert: der Wärmetransport von den Wänden und aus der Ruhezone in die Konvektionszone und der Transport der Energie aus der Konvektionszone durch die Apertur-Öffnung in die Umgebung. Der Enthalpiestrom durch die Apertur-Öffnung wird mit

$$\dot{Q}_{Ap} = \left(\rho_{\infty} u_{Ap} A_{Ap, Eff} \right) c_{p, \infty} (T_{Ap} - T_{\infty}) \quad (1.1)$$

berechnet, wobei für die effektive Ausströmfläche $A_{Ap, Eff}$ die halbe Fläche der Apertur-Öffnung angesetzt wird. Die Dichte ρ_{∞} und die Wärmekapazität $c_{p, \infty}$ werden bei Umgebungstemperatur berechnet. T_{Ap} ist die Temperatur der Luft beim Verlassen des Cavity-Receiver. Die Geschwindigkeit ergibt sich durch

$$u_{Ap} = \frac{1}{2} \sqrt{(u_a)^2 + (u_{Wind})^2} . \quad (1.2)$$

Hierbei ist u_{Wind} die Windgeschwindigkeit und u_a die durch den Auftrieb induzierte Geschwindigkeit

$$u_a = \sqrt{g \beta_{ref} (T_{Ap} - T_{\infty}) L_a} . \quad (1.3)$$

Die Länge L_a ist die freie Auftriebslänge (siehe Abb. 1.4). Der Wärmetransport in die Konvektionszone aller Wände des Cavity-Receiver \dot{Q}_W wird mit geeigneten Korrelationen berechnet, wobei die Grenzfläche zwischen Ruhezone und Konvektionszone wie eine ebene Wand mit einem Drittel der tatsächlichen Fläche behandelt wird [15]. In den Korrelationen werden die Wandtemperatur

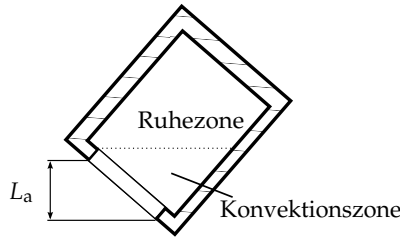


Abbildung 1.4.: Auftriebslänge und Zonen im Clausing Modell

T_W sowie die mittlere Temperatur im Cavity-Receiver

$$T_K = \frac{T_{Ap} + T_\infty}{2} \quad (1.4)$$

verwendet. Der Wärmetransport in die Konvektionszone

$$\dot{Q}_{Ap} = \sum \dot{Q}_{W,i} \quad (1.5)$$

entspricht dem Wärmestrom durch die Apertur-Öffnung \dot{Q}_a . Damit steht insgesamt ein geschlossenes Gleichungssystem zur Verfügung mit dem sowohl die Verluste des Cavity-Receiver als auch die unbekannte mittlere Temperatur der Konvektionszone T_K bzw. die Austrittstemperatur der warmen Luft T_{Ap} berechnet werden können.

Mit diesem Modell zeigte Clausing, dass der Wärmetransport in die Konvektionszone die Verluste limitiert. Somit liegt die Temperatur innerhalb der Konvektionszone nur unwesentlich oberhalb der Umgebungstemperatur. Veranschaulicht werden kann das durch ein Widerstandsmodell [14]. Der Gesamtwiderstand der Verluste kann als Reihenschaltung der parallelen Wärmeübergänge ins Innere des Cavity-Receiver mit dem Widerstand des Wärmetransports durch die Apertur veranschaulicht werden (Abb. 1.5). Die parallelen Widerstände des Wärmetransports ins Innere sind deutlich größer und dominieren daher den gesamten Wärmetransport. Daraus folgerte Clausing, dass Wind nur einen Einfluss auf die Verluste haben kann, wenn er den Wärmeübergang an den Wänden des Cavity-Receiver deutlich erhöht. Da dies unwahrscheinlich erschien, schloss er, dass Wind keinen signifikanten

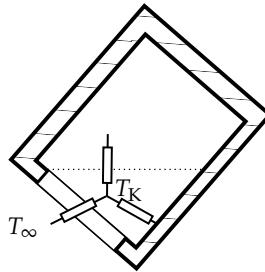


Abbildung 1.5.: Veranschaulichung des Clausing-Modells mit Widerständen

Einfluss auf die Verluste haben kann. Weiterhin wird aus dem Modell deutlich, dass durch Neigen des Receivers die Verluste verringert werden können: Wird der Cavity-Receiver weiter geneigt, vergrößert sich der Anteil der Flächen, die oberhalb der oberen Begrenzung der Apertur liegen. Aufgrund der hohen Temperatur in der dortigen Ruhezone, reduziert sich der Wärmeverlust dieser Flächen und damit auch des gesamten Cavity-Receiver.

1.2.2. Experimentelle Untersuchungen

Die Ergebnisse eines Versuchs mit einer kubischen horizontalen Cavity mit einer Kantenlänge von 2,2 m wurden von Kraabel [5] vorgestellt. Eine Seite des Würfels fehlte, die übrigen Seiten wurden elektrisch auf eine Temperatur von bis zu 740 °C geheizt. Aus diesen Randbedingungen ergibt sich bei der höchsten Temperatur eine Grashof-Zahl $Gr \approx 3 \cdot 10^{10}$. Zusätzlich wurde das Temperatur- und Geschwindigkeitsprofil in der Apertur-Ebene gemessen. Für die Wärmeverluste durch natürliche Konvektion wurde eine Korrelation veröffentlicht. Durch einen Vergleich mit Ergebnissen für einen kleineren Cavity-Receiver veröffentlicht durch Mirenayat [16] wurde gezeigt, dass der Wärmeübergangskoeffizient α unabhängig von der Größe des Cavity-Receiver ist. Obwohl die Versuche eigentlich nur zum Ziel hatten die Verluste infolge natürlicher Konvektion zu untersuchen, war die Cavity, da sie nicht in einem Gebäude platziert war, leichten Winden ausgesetzt. Jedoch konnte kein Einfluss auf die gemessenen Wärmeverluste festgestellt werden.

Die einzigen Messungen der Verluste eines Receivers integriert in einen Turm wurden von McMordie [17] durchgeführt. Hierbei wurden die Verluste eines Cavity-Receivers in der Sandia Central Receiver Test Facility mit einer thermischen Leistung von 5 MW an der Spitze eines 61 m hohen Turms untersucht. Der horizontale Receiver hatte eine quadratische Apertur-Öffnung mit einer Länge von 2,7 m. Das Innere der Cavity hatte eine Breite von 5,6 m und eine Höhe von 3,5 m. Der Receiver wurde mit warmem Salz durchströmt. Aus dem Temperaturabfall und dem Massenstrom konnten die Gesamtverluste bestimmt werden. Die Strahlungs- und Leitungsverluste wurden analytisch bestimmt und von den gemessenen Werten abgezogen und so die konvektiven Verluste bestimmt. Bei den verschiedenen Versuchen hatte der Receiver eine mittlere Temperatur von ca. 350 °C. Daraus ergibt sich eine Grashof-Zahl von $Gr \approx 3 \cdot 10^{11}$. Die Versuche wurden unter realen Umgebungsbedingungen durchgeführt, somit auch unter Windeinfluss mit verschiedenen Windrichtungen und Windstärken bis $6,7 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ ($Re \approx 7 \cdot 10^5$). Die einzelnen Ergebnisse für die konvektiven Verluste schwankten mit einer Standardabweichung von ca. 30%. Allerdings konnte zwischen den Windbedingungen und den Verlusten kein direkter Zusammenhang erkannt werden, woraus McMordie schloss, dass der Einfluss von Wind auf die Verluste des Cavity-Receivers geringer ist als die Genauigkeit des Experiments.

Die hohen Grashof-Zahlen von realen Cavity-Receivern für solare Turmkraftwerke sind im Labormaßstab nur sehr schwierig zu realisieren. Eine Möglichkeit, die Grashof-Zahl für kleine Receiver zu erhöhen, ist die Wahl eines umgebenden Mediums mit deutlich höherer Dichte. Die Ergebnisse einer solchen Messung für einen horizontalen kubischen Cavity-Receiver mit elektrischer Heizung in Wasser wurden durch Hess und Henze [18] vorgestellt. Auf diese Art wurden Grashof-Zahlen bezogen auf die innere Länge des Cavity-Receivers von $Gr = 2 \cdot 10^{11}$ realisiert. Zwei verschiedene Apertur-Öffnungen wurden untersucht. Eine Seite der Cavity-Receiver bestand aus Glas, so dass neben dem Geschwindigkeits- und Temperaturprofil in der Apertur-Ebene auch Profile in dem Cavity-Receiver bestimmt werden konnten. Durch eine Reduktion der Apertur-Öffnung ließ sich auch eine Reduktion der Wärmeverluste erzielen. Oberhalb des oberen Randes der Apertur-Öffnung wurde heißes Wasser in einer stabilen Schichtung beobachtet, wodurch die Verluste in den oberen Zonen reduziert wurden.

Eine weitere Möglichkeit die Wärmeverluste an verkleinerten Modellen zu messen, ist eine Untersuchung unter kryogenen Bedingungen. Hierbei wird die Dichte der umgebenden Luft durch eine Temperaturabsenkung erhöht. Dadurch kann die Grashof-Zahl eines verkleinerten Modell-Receiver gesteigert werden. Eine solche Untersuchung wurde im kryogenen Windkanal der University of Illinois in Urbana-Champaign durch Clausing et al. [19] durchgeführt. Auf diese Weise konnten die Verluste für Cavity-Receiver mit Grashof-Zahlen bis ca. $2 \cdot 10^{10}$ analysiert werden. Es wurden zur Seite geöffnete Cavity-Receiver mit verschiedenen Apertur-Formen untersucht. Über das Abkühlverhalten der einzelnen Seiten des Cavity-Receiver konnten Rückschlüsse über den Wärmeübergang an den einzelnen Seiten gezogen werden. Auch hier zeigte sich, dass die Wände in der Ruhezone nahezu keine Wärme verlieren.

Neben den konvektiven Verlusten von Cavity-Receiver für solare Turmkraftwerke wurden die konvektiven Verluste von Cavity-Receiver für Dish-Systeme untersucht. Im Vergleich mit den Cavity-Receiver für solare Turmkraftwerke sind die Cavity-Receiver für Dish-Systeme deutlich kleiner und können einfacher direkt untersucht werden. Detaillierte Untersuchungen wurden für den Cavity-Receiver des Solar Total Energy Project durchgeführt [20]. Dieser Receiver hat einen inneren Durchmesser von 0,66 m und eine Apertur-Öffnung von 0,46 m. Untersucht wurden zunächst die Verluste infolge natürlicher Konvektion bei Temperaturen zwischen 150 °C und 315 °C ($Gr \approx 2 \cdot 10^9$). Die Ausrichtung wurde hierbei von -90° (nach oben zeigende Apertur) bis 90° (nach unten zeigende Apertur) variiert. Die Verluste wurden für Winkel um -60° maximal. Mit steigender Neigung reduzierten sich die Verluste deutlich. Für die nach unten zeigende Apertur verschwanden die konvektiven Verluste nahezu. Für den gleichen Receiver wurde der Einfluss von Wind auf die konvektiven Verluste durch Ma [21] untersucht. Mittels eines Gebläses mit 1,2 m Durchmesser wurden Windgeschwindigkeiten von $2,7 \frac{m}{s}$ bis $10,7 \frac{m}{s}$ erzeugt (bis max. $Re \approx 2,5 \cdot 10^5$). Für Ausrichtungen von 0° bis 90° wurden sowohl die frontale Anströmung als auch die seitliche Anströmung untersucht. Für alle Fälle mit Wind wurden die konvektiven Verluste gesteigert. Verglichen mit der frontalen Anströmung verursachte die seitliche Anströmung die höchsten Verluste. Für die höchste Geschwindigkeit bei seitlicher Anströmung erhöhten sich die Verluste im Vergleich zu denen

ohne Wind um einen Faktor 2 – 3. Als Erklärung hierfür wurde angeführt, dass Seitenwind stärkere Verwirbelungen im Inneren des Cavity-Receivers induzieren kann.

Weitere Ergebnisse für Cavity-Receiver für Dish-Systeme veröffentlichten Leibfried und Ortjohann [22]. Für diese Untersuchung wurden die Verluste von Cavity-Receivern mit einem Hohlraum in Form einer Kugel bzw. einer Halbkugel mit einer Grashof-Zahl bis $4 \cdot 10^8$ ermittelt. Weiterhin wurde der Einfluss der Größe der Apertur-Öffnung untersucht. Hierbei wurden zwei Hauptbereiche identifiziert, je nachdem, ob die Wärmeverluste durch den Wärmestrom durch die Apertur oder durch den Wärmestrom in das Innere des Cavity-Receivers limitiert werden. Mit Hilfe von Rauch und kleinen Partikeln in der Strömung wurde das Strömungsfeld in dem Cavity-Receiver qualitativ erfasst und dargestellt. Der Einfluss von Wind wurde ebenfalls untersucht, allerdings nur für eine nach oben geöffnete Cavity. In diesem Fall wurde eine Reduktion der Verluste mit Wind beobachtet.

Der Einfluss von Wind auf einen Cavity-Receiver mit einer Grashof-Zahl bis $2 \cdot 10^8$ und verschiedenen Neigungswinkeln wurde von Prakash et al. [23] untersucht. Sowohl frontale als auch seitliche Anströmungen mit Geschwindigkeiten im Bereich bis $3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, was einer Reynolds-Zahl bis ca. $6 \cdot 10^4$ entspricht, wurden im Labor experimentell untersucht. Im Falle eines leicht nach unten geneigten Cavity-Receivers bis ca. $30^\circ - 45^\circ$ reduzierte der seitlich einfallende Wind die konvektiven Verluste unterhalb des Niveaus der natürlichen Konvektion. Mit steigender Temperatur im Inneren des Cavity-Receivers reduzierte sich der Winkel, bei dem noch eine Reduktion der Verluste zu beobachten war. Bei der höchsten Temperatur trat die Reduktion nur noch für horizontale Cavity-Receiver auf. In den anderen Fällen führte der Wind maximal zu einer Erhöhung der Verluste um 50% im Vergleich zu den Verlusten durch die natürliche Konvektion. Dabei nahm mit stärkerer Neigung des Receivers auch der Einfluss des Windes auf die Verluste zu.

1.2.3. Untersuchungen mit CFD-Simulationen

Mit der Entwicklung moderner Computer ist es heutzutage möglich, Verluste von Cavity-Receivern mit Hilfe von CFD-Berechnungen zu bestimmen. Daher

werden die konvektiven Verluste immer häufiger mit Hilfe von Simulationen abgeschätzt. Chen et al. [24] untersuchten die Verluste verschiedener Cavity-Geometrien mit der Öffnung parallel zum Boden. Aus den Simulationen wurde die mittlere Geschwindigkeit durch die Apertur infolge der Auftriebsströmung bestimmt. Basierend auf der Gleichung 1.3 des Clausen-Modells argumentierten Chen et al., dass Wind einen Einfluss auf die konvektiven Verluste haben dürfte, da die Windgeschwindigkeit deutlich größer als die durch den Auftrieb induzierte Geschwindigkeit ist.

Der Einfluss von Wind für einen nahezu horizontalen Cavity-Receiver mit einer Grashof-Zahl von ungefähr $2 \cdot 10^{12}$ wurde von Fang et al. [25] untersucht. Um den Receiver möglichst realitätsnah abzubilden, wurden Strahlung von Feld und Receiver, Wärmetransfer zum Wärmeträgerfluid und auch die Strömung in der Umgebung und im Inneren des Cavity-Receiver berücksichtigt. Die konvektiven Verluste wurden für 13 Windrichtungen mit Windgeschwindigkeiten bis $9 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ entsprechend einer Reynolds-Zahl von $Re = 2 \cdot 10^{12}$ simuliert. Im Fall einer frontalen oder einer rückwärtigen Strömung erhöhten sich die konvektiven Verluste mit steigender Windgeschwindigkeit nur moderat. Die höchsten Verluste traten bei seitlicher Anströmung des Receivers auf. Mit Hilfe der Strömungsbilder zeigte Fang et al., dass insbesondere Seitenwind zu einer Erhöhung der Geschwindigkeit im Receiver führt. Die höhere Geschwindigkeit führt zu einem verbesserten Wärmeübergang von der Wand ins Innere des Cavity-Receiver und damit auch zu höheren Verlusten. In einer nachfolgenden Untersuchung wurde die Tiefe des Cavity-Receiver variiert [26]. In den Simulationen zeigte sich kein großer Einfluss der Tiefe auf die konvektiven Verluste.

Der Einfluss von Wind auf einen Cavity-Receiver mit einer nahezu waagerechten Apertur-Öffnung wurde von Kim et al. [27] bzw. Liovic et al. [10] untersucht. Die Temperaturverteilung im Inneren des Cavity-Receiver wurde aus experimentellen Daten bestimmt und als Temperatur-Randbedingung aufgeprägt. Für die untersuchte Konfiguration ergibt sich eine Grashof-Zahl von ungefähr $2 \cdot 10^{10}$. Das Modell wurde mit Hilfe von Temperaturmessdaten von Messsonden, die sich außerhalb des Cavity-Receiver befanden validiert. Da die genauen Randbedingungen wie Windrichtung und Windgeschwindigkeit nicht bekannt waren, ist die Validierung jedoch mit einigen Unsicherheiten behaftet. Mit Hilfe des validierten Modells wurden verschiedene Windbe-

dingungen bis zu einer Windgeschwindigkeit von $10 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ entsprechend einer Reynolds-Zahl von ungefähr $3,3 \cdot 10^5$ simuliert. Die höchsten Windgeschwindigkeiten führten bei der günstigsten Windrichtung zu einer Verdoppelung der Verluste im Vergleich zum Fall der natürlichen Konvektion. Für die ungünstigste Windrichtung wurden die Verluste sogar mehr als verdreifacht.

Ein Vergleich zwischen CFD-Simulationen und einer experimentellen Analyse der Verluste infolge natürlicher Konvektion wurde durch Paitoonsurikarn et al. [28] durchgeführt. Als Referenz diente das Experiment von Taumoeofolau et al. [29], bei dem die Verluste eines elektrisch beheizten Cavity-Receivers mit einem Innendurchmesser von 70 mm gemessen wurden. Die festgestellten Abweichungen zwischen Experiment und Simulationen waren geringer als die Messunsicherheit des Experiments. Das Simulationsmodell wurde zusätzlich erweitert, um den Einfluss von Wind auf die Verluste zu untersuchen [30]. Die berechneten Verluste für Wind parallel zur Apertur lagen ebenfalls unter den Verlusten der natürlichen Konvektion für die Receiver mit einer Neigung geringer als 45° . Für Windgeschwindigkeiten größer als $10 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ hatte die Neigung des Receivers in den Simulationen keinen Einfluss mehr auf die Verluste. Hier dominierte der Einfluss des Windes. Denselben Receiver bzw. eine leicht vergrößerte Variante untersuchten Wu et al. in mehreren Veröffentlichungen [31, 32]. Neben den beiden Randbedingungen konstanter Wärmestrom und konstante Wandtemperatur wurde der Einfluss verschiedener Größen und Positionen der Apertur-Öffnung analysiert. Für den Fall des konstanten Wärmestroms als Randbedingung wurde die in den Simulationen berechnete Temperaturverteilung auf der Cavity-Wand mit Temperaturdaten aus einem Experiment verglichen. Hier zeigte sich ebenfalls eine gute Übereinstimmung. Der Cavity-Receiver von Taumoeofolau et al. [29] ohne Verkleinerung der Apertur bei konstanter Wandtemperatur wurde zusätzlich detailliert mit Berücksichtigung von Wind simuliert [33]. Wind niedriger Geschwindigkeit reduziert demnach zum Teil die Verluste unterhalb des Niveaus der natürlichen Konvektion. Mit zunehmender Neigung nimmt die beobachtete Reduktion ab. Bei stark geneigten Receivern tritt der Effekt nicht mehr auf. Mit steigender Windgeschwindigkeit überwiegt der Einfluss des Windes. Danach sind nur noch geringe Veränderungen bei Änderung des Neigungswinkels zu beobachten. Für diese Receiver-Geometrie wurde durch Wu et al. [34] experimentell der Einfluss einer Rotation des Receivers auf die Verluste

1.2. Studien zu den konvektiven Verlusten von Cavity-Receivern

durch natürliche Konvektion untersucht. Mit Rotation veränderten sich die Verluste um weniger als 10 %.

Eine weitere Validierung von CFD-Simulationen wurde von Yuan et al. [35] durchgeführt. Sowohl das Experiment von Taumofolau et al. [29] als auch das von Kraabel [5] wurden mit verschiedenen CFD-Programmen und Randbedingungen nachgerechnet. Für den kleinen zylindrischen Cavity-Receiver von Taumofolau et al. ergab sich unabhängig von dem verwendeten Programm eine gute Übereinstimmung. Lediglich bei einigen Winkeln traten größere Abweichungen bis ca. 25% zwischen den gemessenen und den berechneten Werten auf. Für den großen kubischen Receiver hingegen wurden für die konvektiven Verluste bei Verwendung der gemessenen Temperatur aus den Experimenten um ca. 45% zu niedrige Ergebnisse berechnet. Bei Aufprägung der gemessenen Wärmeströme wiederum stellte sich eine zu hohe Temperatur ein. Da die berechneten Strömungsprofile eine gute qualitative Übereinstimmung mit den gemessenen Profilen zeigen, zogen die Autoren in Erwägung, dass im Experiment zu hohe Verluste gemessen wurden und betonten die Bedeutung von verlässlichen experimentellen Daten für eine Validierung.

Neben den Simulationen mit dem Ziel der Bewertung und Abschätzung der konvektiven Verluste von Cavity-Receivern wurden Untersuchungen zur gezielten Beeinflussung der Verluste durchgeführt. Jilte et al. [36] untersuchten die Verluste durch natürliche Konvektion von verschiedenen Cavity-Geometrien, wie Zylinder, Kegel, Kugel und Kombinationen dieser Grundformen. Ihr numerisches Setup überprüften Jilte et al. mit den Daten von Taumofolau et al. [29]. Bei der Untersuchung der verschiedenen Geometrien wurde der Apertur-Durchmesser von 0,5 m konstant gehalten. In den Simulationen waren die konvektiven Verluste des konischen Cavity-Receivers am geringsten.

Tan et al. [37] untersuchten einen horizontalen Cavity-Receiver mit einer Grashof-Zahl von ungefähr $7 \cdot 10^{10}$. Verschiedene Windgeschwindigkeiten bis zu einer Reynolds-Zahl von ca. $3,6 \cdot 10^5$ bei verschiedenen Windrichtungen wurden berücksichtigt. Neben drei Windrichtungen wurden auch Windfälle mit vertikaler Geschwindigkeitskomponente simuliert. In den untersuchten Fällen wurden die Verluste durch den Wind im Vergleich zum Fall reiner natürlicher Konvektion reduziert. Durch den Einsatz eines Luftvorhangs, bei

dem kalte Luft aus dem oberen Rand der Apertur geblasen wird, konnten die Verluste in den meisten Fällen im Vergleich zum Fall ohne Luftvorhang gesenkt werden.

1.2.4. Zusammenfassung der Untersuchungen

Abb. 1.6 stellt die beschriebenen Studien noch einmal übersichtlich zusammen. Neben der schon eingeführten Grashof-Zahl wird die Kennzahl

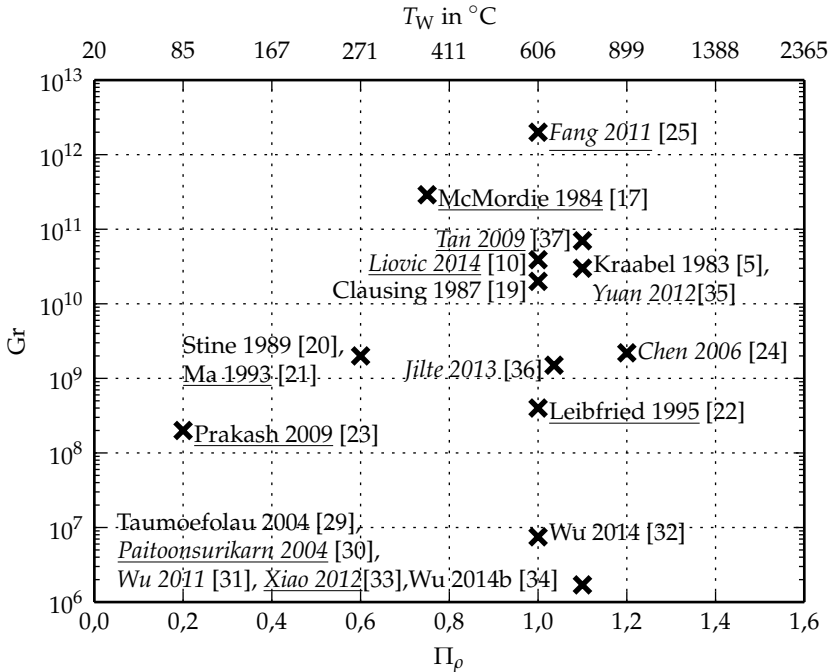


Abbildung 1.6.: Übersicht über die Studien zu den konvektiven Verlusten von Cavity-Receiver. Wurden die konvektiven Verluste bei Wind ebenfalls untersucht, so ist die Bezeichnung unterstrichen. Die Untersuchungen, die mit Hilfe von CFD-Simulationen durchgeführt wurden, sind kursiv gedruckt.

$\Pi_\rho = \beta_{\text{ref}} (T_W - T_\infty)$ mit $\beta_{\text{ref}} = \frac{1}{0.5 \cdot (T_W + T_\infty)}$ als Parameter für die Temperaturspreizung benutzt. Somit kann auch das unter kryogenen Bedingungen durchgeführte Experiment verglichen werden. Die Autoren numerischer Untersuchungen sind kursiv gedruckt. Studien, in denen der Einfluss von Wind berücksichtigt ist, sind unterstrichen. Zum Vergleich der Größenordnungen sei hier beispielsweise der Receiver von PS20 mit $\text{Gr} \approx 1 \cdot 10^{12}$ oder der des Projekts Solugas mit $\text{Gr} \approx 1 \cdot 10^{11}$ genannt. In dem für Turmkraftwerke relevanten Bereich mit $\text{Gr} > 1 \cdot 10^{10}$ existiert keine systematische Untersuchung zu dem Einfluss von Wind auf die Verluste von Cavity-Receivern mit verschiedenen Neigungen. Die meisten der Untersuchungen wurden für horizontale Cavity-Receiver durchgeführt. Lediglich die Studie von Liovic et al. [10] hatte einen geneigten Cavity-Receiver mit nach unten gerichteter Apertur im Fokus. Weiterhin existieren lediglich zwei experimentelle Untersuchungen zum Einfluss von Wind, so dass hier nur eine unzureichende Datenbasis vorliegt. Zusätzlich kommen die Studien zu zum Teil widersprüchlichen Bewertungen des Einflusses von Wind. Daher kam Siebers und Kraabel [38] zu der immer noch gültigen Aussage, dass die Abschätzung des Einflusses von Wind die größte Unsicherheit bei der Bestimmung des Wirkungsgrades von Cavity-Receivern beinhaltet.

1.3. Zielsetzung

Wie im vorherigen Abschnitt erläutert, ist die Datenbasis für die Verluste von Cavity-Receivern bei Wind unzureichend. Die meisten bisherigen Untersuchungen für große Receiver wurden mit Hilfe von CFD-Simulationen durchgeführt und mangels experimenteller Daten nicht validiert. Außerdem wurde der Neigungswinkel in Kombination mit einer externen Anströmung nur unzureichend berücksichtigt. Da die bisherigen Untersuchungen ohne Wind nahelegen, dass sich durch Vergrößern des Neigungswinkels die konvektiven Verluste effektiv reduzieren lassen, ist der Neigungswinkel ein zentraler Optimierungsparameter. Allerdings wurde bisher keine numerische oder experimentelle Untersuchung über den Windeinfluss auf Cavity-Receiver für Turmkraftwerke bei verschiedenen Neigungswinkeln durchgeführt. Im Rahmen dieser Arbeit soll eine systematische Untersuchung des Einflusses von

Wind auf Cavity-Receiver für solare Turmkraftwerke bei verschiedenen Neigungen durchgeführt werden, um mehr Klarheit bezüglich des Einflusses von Wind auf deren Wirkungsgrad zu schaffen. Außerdem soll versucht werden, den Windeinfluss durch ein Modell abzubilden, welches die Verluste unter verschiedenen Bedingungen berechnen kann.

Ein Ansatz, der genutzt werden kann, um die Verluste zu modellieren, sind CFD-Simulationen. Aus Abb. 1.6 wird deutlich, dass in den letzten Jahren immer häufiger dieser Ansatz eingesetzt wurde, um die Verluste von Cavity-Receivern auch bei Wind zu berechnen. Mit Hilfe von CFD-Simulationen lassen sich deutlich schneller als durch experimentelle Ansätze die Verluste abschätzen. Zusätzlich bietet die Simulation einen tiefen Einblick in das Strömungs- und Temperaturfeld im Inneren des Cavity-Receiver. Allerdings ist aufgrund der notwendigen Näherungen zur Berechnung der Strömung die Genauigkeit der Simulation nicht bekannt. Da auch kaum experimentelle Daten für große Cavity-Receiver vorliegen, ist eine Validierung nicht möglich. In dieser Studie werden deswegen die konvektiven Verluste sowohl mit Hilfe eines Experiments als auch mit Simulationen desselben Aufbaus untersucht. Durch den Vergleich der Ergebnisse von Simulation und Experiment kann bewertet werden, ob der Einfluss von Wind auf die Verluste mit Hilfe von CFD-Simulationen bestimmt werden kann. Ein validiertes Modell könnte eingesetzt werden, um die Verlustmechanismen zu verstehen und aus diesem Verständnis Verbesserungsmaßnahmen abzuleiten. Deren Wirksamkeit könnte dann verhältnismäßig schnell mit dem Modell untersucht werden. In dieser Arbeit sollen ebenfalls solche Reduktionsstrategien aufgezeigt und untersucht werden.

Ein weiterer Ansatz, um den Windeinfluss abzuschätzen, sind Modelle, bei denen die Vorgänge im Inneren durch Annahmen wie beim Widerstandsmodell von Clausing abgebildet werden. Im Vergleich zu CFD-Simulationen sind solche Modelle weniger flexibel und weisen meist eine geringere Genauigkeit auf. Dafür wird ein viel geringerer Rechenaufwand zur Abschätzung der Verluste benötigt. Im Rahmen der Arbeit soll ebenfalls überprüft werden, ob mit Hilfe eines solchen Modells der Windeinfluss erfasst werden kann.

1.4. Aufbau der Arbeit

Der Schwerpunkt der Arbeit liegt auf der Untersuchung der Verluste eines Cavity-Receivers bei unterschiedlichen Anströmbedingungen, einerseits in einem Experiment und andererseits in Simulationen. Dazu werden zunächst im zweiten Kapitel die Grundlagen von Strömungen mit Wärmetransport beschrieben. Basierend auf den Grundgleichungen wird das Prinzip der Ähnlichkeitstheorie sowie das Vorgehen zur Lösung der Gleichungen in CFD-Simulationen erläutert. Im dritten Kapitel werden die Anwendung der Ähnlichkeitstheorie auf das vorliegende Problem und dessen genaue Umsetzung in den Simulationen beschrieben. Die Ergebnisse von Experiment und Simulation werden im anschließenden Kapitel vorgestellt. Im fünften Kapitel werden aus den Ergebnissen die relevanten Mechanismen abgeleitet, die den Wärmeverlust des Cavity-Receivers bestimmen, und die Ergebnisse von Simulation und Experiment verglichen. Im Anschluss wird der Windeinfluss im oben beschriebenen Clausing-Modell diskutiert sowie abschließend zwei Maßnahmen zur Reduktion der Verluste vorgestellt.

2. Grundlagen

Bei der Bestimmung der konvektiven Verluste von Cavity-Receivern handelt es sich um ein Strömungsproblem mit Wärmeübergang. Daher werden in diesem Kapitel zunächst die grundlegenden Gleichungen vorgestellt, die Strömungen mit Wärmeübergang beschreiben. Anschließend wird mit Hilfe der Gleichungen das Ähnlichkeitsprinzip erläutert, welches häufig bei experimentellen Untersuchungen Anwendung findet. Im zweiten Teil werden die Methoden und Annahmen vorgestellt, mit denen die Gleichungen numerisch gelöst werden. Dabei wird der Weg zur Lösung kurz skizziert und die mit ihm verbundenen Abweichungen und numerische Fehler aufgezeigt.

2.1. Mathematische Beschreibung

Für Strömungen lassen sich Erhaltungsgleichungen herleiten, mit denen das Strömungsfeld beschrieben werden kann. Für einphasige Strömungen ist das zum einen die Kontinuitätsgleichung, die die Erhaltung der Masse beschreibt

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0. \quad (2.1)$$

Hierbei bezeichnet ρ das Feld der Fluid-Dichte, welches wiederum von Druck und Temperatur abhängt.

Zum anderen wird die Gleichung für den Erhalt des Impulses, die sogenannte Navier-Stokes-Gleichung benötigt

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}^T) = -\nabla p + \nabla \cdot (\mu \mathbf{S}) + g \rho. \quad (2.2)$$

Hier ist der konvektive Impulstransport mit dem dyadischen Produkt $\rho \mathbf{u} \mathbf{u}^T$ mit der transportierten Geschwindigkeit \mathbf{u}^T dargestellt. Ferner bezeichnet p das Druckfeld und \mathbf{S} den Tensor der Deformationsgeschwindigkeiten

$$\mathbf{S} = \left[-\frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{u} \mathbf{I} + 2 \left[\frac{1}{2} (\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T) \right] \right] \quad (2.3)$$

mit der Einheitsmatrix \mathbf{I} .

Zur vollständigen Beschreibung von Strömungen mit Wärmeübergang muss zusätzlich die Energiegleichung

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho h}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} h) + \frac{\partial \rho \frac{u^2}{2}}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\rho \mathbf{u} \frac{u^2}{2} \right) = \\ \nabla \cdot (\mu \mathbf{S} \mathbf{u}) + \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{u} \end{aligned} \quad (2.4)$$

herangezogen werden.

Somit steht für die unbekannten Feldgrößen \mathbf{u} , p und T ein geschlossenes System von Differentialgleichungen zur Verfügung. Die Felder für die Stoffgrößen ρ , μ , h und λ können aus den Feldern p und T berechnet werden. Durch Lösung dieses Systems von Differentialgleichungen unter Berücksichtigung der genauen Randbedingungen könnten verschiedenste Strömungen exakt berechnet werden. Leider existiert keine analytische Lösung dieser Gleichung für komplexe Probleme wie das des Cavity-Receivers. Aber auch eine direkte numerische Lösung des obigen Systems von Differentialgleichungen ist für die meisten technischen Anwendungen wie die des Cavity-Receivers nicht realisierbar [39]. Das Problem hierbei ist die Turbulenz der Strömungen, die eine Mehrskaligkeit verursacht. Als Folge wird eine sehr feine Diskretisierung zur numerischen Lösung der Gleichungen benötigt, so dass eine Lösung der Gleichungen zu aufwendig wird. Als Abhilfe werden die Gleichungen für gemittelte Feldgrößen gelöst und somit der Aufwand für die Lösung der Gleichungen reduziert. Die Mittelung und die Verfahren zur numerischen Lösung der gemittelten Gleichung werden in Abschnitt 2.3 erläutert. Eine weitere Möglichkeit zur Lösung besteht in einem experimentellen Ansatz. Wenn die zu untersuchenden Objekte sehr groß sind, lässt sich die Strömung gar nicht oder nur mit einem sehr hohen Aufwand untersuchen. Daher werden die Un-

tersuchungen häufig mit verkleinerten Modellen durchgeführt und mit Hilfe der Ähnlichkeitstheorie auf die Gegenstände in Realitätsgröße übertragen. Die hierfür benötigten Grundlagen werden im nächsten Abschnitt 2.2 vorgestellt.

2.2. Ähnlichkeitstheorie

Leider ist es nicht möglich, zur vereinfachten Untersuchung von Strömungsphänomenen lediglich das Modell zu verkleinern. Hierbei würde sich die Strömungscharakteristik mit der Größe des Modells grundlegend verändern. Trotzdem können Untersuchungen an verkleinerten Modellen durchgeführt werden, sofern durch Anpassung weiterer Strömungsparameter das Prinzip der Ähnlichkeit eingehalten wird. Dieses Prinzip basiert auf dem Π -Theorem [40]. Demnach lässt sich ein physikalisches Problem mit ν unabhängigen Größen und ι unabhängigen Dimensionen durch $\nu - \iota$ unabhängige dimensionslose Kennzahlen vollständig beschreiben. Gleichen alle relevanten Kennzahlen beim experimentellen Modell denen des tatsächlichen Problems, so ist die Ähnlichkeitsbedingung erfüllt und die Ergebnisse des Experiments können mit Hilfe der Kennzahlen auf das tatsächliche Problem übertragen werden. Die Kennzahlen können zum einen durch eine Dimensionsanalyse bestimmt werden. Hierfür müssen die zugrunde liegenden Gleichungen nicht bekannt sein. Voraussetzung ist jedoch, dass alle für das Problem relevanten Größen bekannt sind und ein physikalischer Zusammenhang existiert, der das Problem beschreibt. Eine weitere Möglichkeit besteht in einer Analyse der Gleichungen, die das Problem beschreiben. Dieser Weg wird hier für Strömungen mit Wärmetübergang, wie im Falle des Cavity-Receivers, mit den Gleichungen aus Abschnitt 2.1 durchgeführt. Hierdurch wird die Anwendbarkeit sowie Einschränkungen der Methode deutlich. Prinzipiell lassen sich mit beiden Methoden dieselben problemrelevanten dimensionslosen Kennzahlen bestimmen.

Für jede Größe ψ im Differentialgleichungssystem, bestehend aus den Gleichungen 2.1, 2.2 und 2.4, wird ein zeitlich und räumlich konstanter Refe-

renzwert ψ_{ref} festgelegt. Durch Division mit dem Referenzwert wird für jede dimensionsbehaftete Größe eine dimensionslose Größe ψ^* eingeführt

$$\psi^* = \frac{\psi}{\psi_{\text{ref}}} . \quad (2.5)$$

Als Referenzwert für den jeweiligen Stoffwert dient für gewöhnlich der Wert bei der Mitteltemperatur $T_{\text{ref}} = 0,5 \cdot (T_W + T_\infty)$. Tabelle 2.1 gibt einen Überblick über die verwendeten Bezugsgrößen. Dabei gilt für die Temperaturdifferenz die Kurzbezeichnung $\Delta T = T_W - T_\infty$.

Durch Ersetzen der dimensionsbehafteten Größen durch die zugehörigen dimensionslosen Werte wird Gleichung 2.1 zu

$$\frac{L}{u_\infty t_{\text{ref}}} \cdot \frac{\partial \rho^*}{\partial t^*} + \nabla^* \cdot (\rho^* \mathbf{u}^*) = 0 . \quad (2.6)$$

Hierbei wurden durch Umformen die Referenzgrößen vor dem konvektiven Term eliminiert. Auf gleiche Weise wird auch die Impulsgleichung 2.2 umgeformt

$$\begin{aligned} & \frac{L}{u_\infty t_{\text{ref}}} \cdot \frac{\partial \rho^* \mathbf{u}^*}{\partial t^*} + \nabla^* \cdot (\rho^* \mathbf{u}^* \mathbf{u}^{*\top}) = \\ & - \nabla^* p^* + \frac{\mu_{\text{ref}}}{\rho_{\text{ref}} L u_\infty} \nabla^* \cdot (\mu^* \mathbf{S}^*) + \frac{L g}{u_\infty^2} \mathbf{g}^* \rho^* . \end{aligned} \quad (2.7)$$

Für die Energiegleichung folgt

$$\begin{aligned} & \frac{L}{u_\infty t_{\text{ref}}} \cdot \frac{\partial \rho^* h^*}{\partial t^*} - \frac{L u_\infty}{t_{\text{ref}} c_{p,\text{ref}} \Delta T} \cdot \frac{\partial p^*}{\partial t^*} + \nabla^* \cdot (\rho^* \mathbf{u}^* h^*) + \\ & \frac{L u_\infty}{t_{\text{ref}} c_{p,\text{ref}} \Delta T} \cdot \frac{\partial \rho^* \frac{\mathbf{u}^{*2}}{2}}{\partial t^*} + \frac{u_\infty^2}{c_{p,\text{ref}} \Delta T} \nabla^* \cdot \left(\rho^* \mathbf{u}^* \frac{\mathbf{u}^{*2}}{2} \right) = \\ & \frac{u_\infty \mu_{\text{ref}}}{c_{p,\text{ref}} \Delta T L \rho_{\text{ref}}} \nabla^* \cdot (\mu^* \mathbf{S}^* \mathbf{u}^*) + \frac{\lambda_{\text{ref}}}{c_{p,\text{ref}} L \rho_{\text{ref}} u_\infty} \nabla^* \cdot (\lambda^* \nabla^* T^*) \\ & \quad + \frac{g L}{c_{p,\text{ref}} \Delta T} \rho^* \mathbf{g}^* \cdot \mathbf{u}^* . \end{aligned} \quad (2.8)$$

Tabelle 2.1.: Übersicht über die verwendeten Bezugsgrößen.

Größe bzw. Operator	Bezugsgröße	Definition	Beschreibung
∇	L	$\nabla^* = L \cdot \nabla$	Dimensionsloses räumliches Differential
μ	μ_{ref}	$\mu^* = \frac{\mu}{\mu_{\text{ref}}}$	Dimensionsloses Feld der Viskosität
λ	λ_{ref}	$\lambda^* = \frac{\lambda}{\lambda_{\text{ref}}}$	Dimensionsloses Feld der Wärmeleitfähigkeit
ρ	ρ_{ref}	$\rho^* = \frac{\rho}{\rho_{\text{ref}}}$	Dimensionsloses Feld der Dichte
h	$c_{\text{Pref}} \Delta T$	$h^* = \frac{h}{c_{\text{Pref}} \Delta T}$	Dimensionsloses Feld der Enthalpie
$\frac{\partial}{\partial t}$	t_{ref}	$\frac{\partial}{\partial t^*} = t_{\text{ref}} \frac{\partial}{\partial t}$	Dimensionsloses zeitliches Differential
p	$\rho_{\text{ref}} u_{\infty}^2$	$p^* = \frac{p}{\rho_{\text{ref}} u_{\infty}^2}$	Dimensionsloses Druckfeld. Als Bezugswert dient der doppelte Staudruck, da das Problem unabhängig vom Absolutdruck ist
u	u_{∞}	$u^* = \frac{u}{u_{\infty}}$	Dimensionsloses Geschwindigkeitsfeld
T	ΔT	$T^* = \frac{T - T_{\infty}}{\Delta T}$	Dimensionsloses Temperaturfeld
g	$g = g $	$g^* = \frac{g}{g}$	Dimensionsloser Vektor der Erdbeschleunigung

Durch Umformen können die Faktoren vor den dimensionslosen Differentialen auf bekannte Kennzahlen zurückgeführt werden. Einen Überblick über die auftretenden Kennzahlen gibt Tabelle 2.2. Die Kontinuitätsgleichung wird mit der Strouhal-Zahl Sr zu

$$Sr \cdot \frac{\partial \rho^*}{\partial t^*} + \nabla^* \cdot (\rho^* \mathbf{u}^*) = 0. \quad (2.9)$$

In der Impulsgleichung treten zusätzlich die Reynolds-Zahl Re , Grashof-Zahl Gr sowie die Kennzahl Π_ρ aus Abb. 1.6 auf Seite 16 auf

$$\begin{aligned} Sr \cdot \frac{\partial \rho^* \mathbf{u}^*}{\partial t^*} + \nabla^* \cdot (\rho^* \mathbf{u}^* \mathbf{u}^{*\top}) = \\ -\nabla^* p^* + \frac{1}{Re} \nabla^* \cdot (\mu^* \mathbf{S}^*) + \frac{Gr}{Re^2 \cdot \Pi_\rho} \mathbf{g}^* \rho^*. \end{aligned} \quad (2.10)$$

Das Verhältnis $\frac{Gr}{Re^2}$ ist auch bekannt als Richardson-Zahl. Diese charakterisiert das Verhältnis des Einflusses von erzwungener Konvektion zu natürlicher Konvektion auf die Strömung. Bei Berücksichtigung aller Terme der Energiegleichung treten zusätzlich die Prandtl-Zahl Pr und die Eckert-Zahl Ec auf

$$\begin{aligned} Sr \cdot \frac{\partial \rho^* h^*}{\partial t^*} - Ec Sr \cdot \frac{\partial p^*}{\partial t^*} + \nabla^* \cdot (\rho^* \mathbf{u}^* h^*) + \\ Ec Sr \cdot \frac{\partial (\rho^* \frac{\mathbf{u}^{*2}}{2})}{\partial t^*} + Ec \nabla^* \cdot \left(\rho^* \mathbf{u}^* \frac{\mathbf{u}^{*2}}{2} \right) = \\ \frac{Ec}{Re} \nabla^* \cdot (\mu^* \mathbf{S}^* \mathbf{u}^*) + \frac{1}{Re Pr} \nabla^* \cdot (\lambda^* \nabla^* T^*) + \frac{Ec Gr}{Re^2 \cdot \Pi_\rho} \rho^* \mathbf{g}^* \cdot \mathbf{u}^*. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Komplettiert wird der Satz der Kennzahlen durch die Nusselt-Zahl $Nu = \frac{a_{ref} L}{\lambda}$ mit dem Wärmeübergangskoeffizienten a , die den Wärmetransport über die Grenzen des Strömungsgebietes beschreibt.

An dem Differentialgleichungssystem 2.9, 2.10 und 2.11 lässt sich die Ähnlichkeitstheorie veranschaulichen: Werden alle Kennzahlen aus den Gleichungen sowie die dimensionslosen Randbedingungen zwischen Problem und verkleinertem Modell nicht verändert, so werden Problem und Experiment durch

Tabelle 2.2.: Übersicht über die relevanten Kennzahlen und deren Bedeutung

Name	Definition	Beschreibung
Strouhal-Zahl	$Sr = \frac{L}{u_\infty t_{ref}}$	Die Strouhal-Zahl setzt die charakteristische Umströmungszeit $\frac{L}{u_\infty}$ mit der charakteristischen Zeit t_{ref} ins Verhältnis. Dabei kann es sich beispielsweise um die Zeitkonstante einer Änderung in einer Randbedingung handeln. Falls keine charakteristische Zeit existiert (stationäre Probleme), entfällt diese Kennzahl.
Reynolds-Zahl	$Re = \frac{L \rho_{ref} u_\infty}{\mu_{ref}}$	Verhältnis von Trägheits- zu Zähigkeitskräften
Grashof-Zahl	$Gr = \frac{g \beta_{ref} (\Delta T) \rho_{ref}^2 L^3}{\mu_{ref}^2}$	Verhältnis von Auftriebs- zu viskosen Kräften
Prandtl-Zahl	$Pr = \frac{\mu_{ref} c_{p,ref}}{\lambda_{ref}}$	Verhältnis von Impulstransport zu Wärmetransport
Eckert-Zahl	$Ec = \frac{u_\infty^2}{c_{p,ref} \Delta T}$	Verhältnis von kinetischer Energie zu Wärmeenergie der Strömung. Für Strömungen geringer Geschwindigkeit mit Wärmetransport ist Ec sehr klein.
Dichte-Variation	$\Pi_\rho = \beta_{ref} \Delta T$	Dimensionslose Variation der Dichte
Nusselt-Zahl	$Nu = \frac{a \cdot L}{\lambda_{ref}}$	Verhältnis von konvektive übertragender Wärme zu reiner Wärmeleitung im Fluid
Richardson-Zahl	$Ri = \frac{L g \beta_{ref} \Delta T}{u_\infty^2}$	Einfluss natürlicher Konvektion zu erzwungener Konvektion

dasselbe dimensionslose Differentialgleichungssystem beschrieben. Damit ergibt sich auch dieselbe dimensionslose Lösung. Sofern die dimensionslosen Stoffwerte ρ^* , μ^* , c_p^* und λ^* beispielsweise mit der Temperatur variieren, muss die Variation mit der dimensionslosen Temperatur ebenfalls identisch sein. Hierdurch müssen gegebenenfalls weitere Kennzahlen, die die Variation mit der Temperatur beschreiben, berücksichtigt werden. Für die Dichte eines idealen Gases gilt beispielsweise

$$\frac{\rho^*}{\rho_{\text{ref}}} = \frac{T_{\text{ref}}}{T} = \frac{1}{\Pi_\rho \cdot \left(T^* + \frac{1}{\Pi_\rho} - 0,5\right)} \quad (2.12)$$

Hierbei wurde die Definition des thermischen Ausdehnungskoeffizient $\beta_{\text{ref}} = \frac{1}{T_{\text{ref}}}$ eines idealen Gases, die Definition des Referenzzustandes $T_{\text{ref}} = 0,5 \cdot (T_W + T_\infty)$ sowie die skalierte dimensionslose Temperatur $T^* = \frac{T - T_\infty}{T_W - T_\infty}$ verwendet. Sofern die Kennzahl Π_ρ , die bereits in Gleichung 2.10 auftrat, identisch gehalten wird, so ist die Ähnlichkeitsbedingung für die dimensionslose Dichtefunktion eingehalten. Für die übrigen Stofffunktionen lassen sich meist keine Kennzahlen herleiten, die eine Ähnlichkeit über den gesamten Temperaturbereich garantieren. Die Auswirkungen werden in Kapitel 3 genauer diskutiert. In diesem Kapitel wird die Anwendung des Ähnlichkeitsprinzips auf den Cavity-Receiver beschrieben, bei dem der in Tabelle 2.2 gezeigte Satz an Kennzahlen reduziert wird.

Neben der Herleitung der Ähnlichkeitsbedingung können die dimensionslosen Differentialgleichungen auch für eine Vereinfachung der Differentialgleichung verwendet werden. Werden die charakteristischen Größen so gewählt, dass Änderungen der Feldgrößen um deren Referenzwert über der charakteristischen Länge bzw. in der charakteristischen Zeit erfolgt, dann werden die Größenordnungen der einzelnen Terme in den Differentialgleichungen nicht durch die dimensionslose Ableitung, sondern durch den Vorfaktor, demzufolge durch die Kennzahl, bestimmt. In Abhängigkeit der Größenordnung einzelner dimensionsloser Kennzahlen können einzelne Terme vernachlässigt werden. Für Strömungen geringer Geschwindigkeit mit Wärmübergang ist die Eckert-Zahl sehr klein: der Einfluss der Reibungswärme auf das Tempe-

raturfeld ist vernachlässigbar. Damit vereinfacht sich die Energiegleichung zu

$$\text{Sr} \cdot \frac{\partial \rho^* h^*}{\partial t^*} + \nabla^* \cdot (\rho^* \mathbf{u}^* h^*) = \frac{1}{\text{Re Pr}} \nabla^* \cdot (\lambda^* \nabla^* T^*). \quad (2.13)$$

Im weiteren Verlauf der Arbeit wird diese deutlich übersichtlichere Form der Energiegleichung verwendet.

2.3. Numerische Strömungsmechanik

In diesem Abschnitt werden zunächst die Vereinfachungen vorgestellt, mit denen der Aufwand für eine numerische Lösung des Differentialgleichungssystems für komplexe Probleme reduziert werden kann. In vielen Fällen wird dadurch eine Lösung erst ermöglicht. Anschließend werden die numerischen Methoden zur Lösung der Gleichungen vorgestellt.

Wie bereits beschrieben, ziehen die kleinskaligen Schwankungen in turbulenten Strömungen einen sehr hohen Rechenaufwand für eine direkte numerische Lösung des Differentialgleichungssystems, bestehend aus Gleichungen 2.1, 2.2 und 2.4, nach sich. Als Vereinfachung werden die Gleichungen zeitlich gemittelt, um so eine Lösung für gemittelte Feldgrößen zu erhalten. Durch die zeitliche Mittelung werden die Schwankungen aus den Gleichungen eliminiert und so der Rechenaufwand deutlich reduziert. Dazu wird die Reynolds-Mittelung für eine Größe ψ

$$\bar{\psi} = \frac{\int_t^{t+\Delta t} \psi dt}{\Delta t} \quad (2.14)$$

eingeführt. Dann gilt

$$\psi = \bar{\psi} + \psi'. \quad (2.15)$$

Sofern die Dichte ebenfalls Schwankungen unterliegt, wird für die Größen, die im Produkt mit der Dichte in den Gleichungen auftauchen, die sogenannte Favre-Mittelung verwendet

$$\hat{\psi} = \frac{\overline{\rho \psi}}{\bar{\rho}} \quad (2.16)$$

und entsprechend

$$\psi = \hat{\psi} + \psi'' . \quad (2.17)$$

Sofern die Dichte konstant ist bzw. nur geringe Schwankungen aufweist, liefern Reynolds- und Favre-Mittelung denselben Mittelwert. Aus der Definition der gemittelten Größen folgt direkt

$$\frac{\int_t^{t+\Delta t} \psi' dt}{\Delta t} = \frac{\int_t^{t+\Delta t} \rho \psi'' dt}{\Delta t} = 0 . \quad (2.18)$$

Durch Aufteilen der Größen in den Gleichungen 2.1, 2.2 und 2.4 und anschließende Mittelung können Erhaltungsgleichungen für die gemittelten Feldgrößen bestimmt werden. Für die Kontinuitätsgleichung folgt

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \hat{\mathbf{u}}) = 0 . \quad (2.19)$$

Für die Impulsgleichung entsprechend

$$\frac{\partial \bar{\rho} \hat{\mathbf{u}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \hat{\mathbf{u}} \hat{\mathbf{u}}^\top) = -\nabla \bar{p} + \nabla \cdot (\mu \bar{\mathbf{S}}) - \nabla \cdot (\overline{\rho \mathbf{u}'' \mathbf{u}''^\top}) + g \bar{\rho} . \quad (2.20)$$

mit

$$\bar{\mathbf{S}} = -\frac{2}{3} \nabla \cdot \hat{\mathbf{u}} \mathbf{I} + 2 \left[\frac{1}{2} (\nabla \hat{\mathbf{u}} + (\nabla \hat{\mathbf{u}})^\top) \right] . \quad (2.21)$$

Die Schwankungen der Viskosität sowie der Term

$$\bar{\mathbf{S}}'' = -\frac{2}{3} \nabla \cdot \overline{\mathbf{u}''} \mathbf{I} + 2 \left[\frac{1}{2} (\nabla \overline{\mathbf{u}''} + (\nabla \overline{\mathbf{u}''})^\top) \right] \quad (2.22)$$

sind von untergeordneter Bedeutung [41] und wurden vernachlässigt. Der Vergleich von Gleichungen 2.2 und 2.20 zeigt den zusätzlichen Term $-\nabla \cdot (\overline{\rho \mathbf{u}'' \mathbf{u}''^\top})$. Dieser beschreibt den konvektiven Impulstransport durch die Geschwindigkeitsschwankungen. Da diese bei Lösung der Gleichung für die gemittelten Geschwindigkeiten nicht bekannt sind, muss dieser Term modelliert werden.

Wie in Abschnitt 2.2 gezeigt, sind die Beiträge der potentiellen Energie, der kinetischen Energie, des Druckes und der Reibungsarbeit in der Energie-

gleichung klein. Bei Vernachlässigung dieser Terme folgt für die gemittelte Energiegleichung

$$\frac{\partial \bar{\rho} \hat{h}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \hat{u} \hat{h}) = \nabla \cdot (\lambda \nabla \hat{T}) - \nabla \cdot (\overline{\rho u'' h''}) . \quad (2.23)$$

Außerdem wurden analog zur Impulsgleichung die Schwankungen der Wärmeleitfähigkeit und der Term $\nabla \cdot (\lambda \nabla \overline{T''})$ vernachlässigt. Auch in Gleichung 2.23 gibt es im Vergleich zu Gleichung 2.4 einen zusätzlichen Term für den Wärmetransport durch die turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen $-\nabla \cdot (\overline{\rho u'' h''})$, der modelliert werden muss.

Der Impuls- bzw. Wärmetransport durch die turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen wirkt in den zeitlich gemittelten Größen ähnlich wie ein diffuser Transport. Daher wird für die beiden Terme meist ein Gradiententransport-Ansatz verwendet:

$$-\overline{\rho u'' u''^T} = \mu_t \bar{S} - \frac{2}{3} \bar{\rho} k I \quad (2.24)$$

mit der turbulenten kinetischen Energie k und für den Wärmetransport

$$-\nabla \cdot (\overline{\rho u'' h''}) = \nabla \cdot (\lambda_t \nabla \hat{T}) . \quad (2.25)$$

Hierbei muss wiederum ein Modellansatz für die turbulenten Transportgrößen μ_t und λ_t sowie die turbulente kinetische Energie k verwendet werden. Das in dieser Arbeit hierfür verwendete Turbulenzmodell wird in Kapitel 3 vorgestellt. Zusammengefasst ergibt sich das folgende Differentialgleichungssystem für die gemittelten Größen: die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \hat{u}) = 0 , \quad (2.26)$$

die Impulsgleichung

$$\frac{\partial \bar{\rho} \hat{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \hat{u} \hat{u}^T) = -\nabla \bar{p} + \nabla \cdot \left[(\mu + \mu_t) \bar{S} - \frac{2}{3} \bar{\rho} k I \right] + g \bar{\rho} \quad (2.27)$$

und die Energiegleichung

$$\frac{\partial \bar{\rho} \hat{h}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \hat{u} \hat{h}) = \nabla \cdot ((\lambda + \lambda_t) \nabla \hat{T}) . \quad (2.28)$$

Eine Lösung dieses Differentialgleichungssystems mit einem entsprechenden Modell für die turbulenten Transportgrößen liefert als Ergebnis das gemittelte Geschwindigkeits-, Druck- und Temperaturfeld. Durch die Anwendung der Favre-Mittelung mit den hier verwendeten Näherungen ergibt sich dasselbe Differentialgleichungssystem wie im Falle ohne Dichteschwankungen bei Verwendung der Reynolds-Mittelung. Somit können für die beiden Fälle dieselben Lösungen verwendet werden. Im Falle mit Dichteschwankungen wird lediglich ein Geschwindigkeits- und Druckfeld interpretiert, das durch ein anderes Mittelungsverfahren gewonnen wird. Die in dieser Arbeit präsentierten Simulationsergebnisse sind mit Hilfe der Gleichungen für die gemittelten Größen berechnet worden. Daher handelt es sich bei all diesen Ergebnissen um Favre- bzw. Reynolds-gemittelte Größen, die im Folgenden nicht weiter gekennzeichnet werden.

Durch die eingeführte Mittelung werden die kleinskaligen Schwankungsgrößen eliminiert, so dass die Gleichungen mit erheblich geringerem Aufwand gelöst werden können. Erkauft wird dieser verringerte Aufwand durch Abstriche in der Genauigkeit: Durch die Mittelung geht ein Teil der Informationen über die Strömungsfelder verloren, der modelliert werden muss. Die Qualität der Ergebnisse hängt somit entscheidend von der Wahl geeigneter Turbulenzmodelle ab. Trotzdem ist nicht zu erwarten, dass ein Turbulenzmodell die durch die Mittelung verlorengegangenen Informationen vollständig ersetzen kann. Die dadurch entstehenden Abweichungen zwischen Simulation und Realität fallen in die Kategorie der Modell-Fehler. In dieser Kategorie sind alle Fehler zusammengefasst, die eine Abweichung zwischen der exakten Lösung des obigen Gleichungssystems und der realen Anwendung verursachen. Neben dem Fehler des Turbulenzmodells können Abweichungen z. B. durch falsche bzw. ungenaue Randbedingungen verursacht werden. Modell-Fehler lassen sich letztlich nur mit Hilfe von parallelen experimentellen Untersuchungen bewerten.

Zur Lösung werden die Differentialgleichungen diskretisiert. Die für die Berechnung von Strömungen gängigste Methode ist die der finiten Volumen. Dazu werden die Gleichungen mit Hilfe des Gaußschen Satzes für ein Vektorfeld \mathbf{F}

$$\int_V \nabla \cdot \mathbf{F} dV = \int_O \mathbf{F} \cdot \mathbf{n} dO \quad (2.29)$$

mit dem lokalen Normalenvektor \mathbf{n} der Oberfläche in die integrale Form überführt. Die Methode wird hier an der Impulsgleichung 2.27 demonstriert. In ihrer integralen Form wird die Impulsgleichung zu

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \mathbf{u} dV + \int_O \rho \mathbf{u} \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dO = \\ & - \int_O p \mathbf{n} dO + \int_O (\mu + \mu_t) \mathbf{S} \cdot \mathbf{n} dO + \int_V \mathbf{g} \rho dV. \end{aligned} \quad (2.30)$$

In dieser Form treten sowohl Volumen- als auch Oberflächenintegrale auf. Zur Diskretisierung wird diese Gleichung für einzelne diskrete Volumenelemente gelöst. Für jedes Volumenelement werden die Strömungsgrößen durch den Wert im Mittelpunkt des Volumens repräsentiert. Die Volumen- und Oberflächenintegrale werden mit Hilfe von Quadratur-Formeln angenähert. Die dabei benötigten Werte an den Stützstellen auf der Oberfläche werden durch Interpolation aus den umgebenden diskreten Werten bestimmt. Wird zusätzlich die zeitliche Ableitung ebenfalls durch eine finite Differenz angenähert, ist die Differentialgleichung in ein algebraisches System von Gleichungen umgewandelt worden. Das gleiche Verfahren wird auf die übrigen Differentialgleichungen angewendet. Die Abweichung zwischen der exakten Lösung des Differentialgleichungssystems und der Lösung des gesamten algebraischen Gleichungssystems wird als Diskretisierungsfehler bezeichnet. Wird das für die Diskretisierung verwendete Gitter verfeinert, indem die finiten Volumen verkleinert werden, nähert sich die Lösung des diskretisierten Systems der des Differentialgleichungssystems an. Wichtiges Maß für die Verringerung des Fehlers mit der Verfeinerung des Gitters ist die Ordnung der numerischen Schemata. Ist bei einer Verfeinerung des Gitterabstandes $\Delta x \rightarrow 0$ der Fehler proportional zu $(\Delta x)^o$, bezeichnet o die Ordnung der Schemata. Wichtig hierbei ist, dass die Ordnung lediglich das asymptotische Verhalten der Schemata beschreibt. Dies bedeutet, dass ein Verfahren höherer Ordnung bei

einem bestimmten Gitter nicht notwendigerweise einen geringeren Fehler hat als ein Verfahren niedrigerer Ordnung. Jedoch reduziert sich der Fehler des Verfahrens der höheren Ordnung bei einer Verkleinerung des Gitterabstandes schneller. Da sowohl Ordnung, Proportionalitätsfaktor und Fehler unbekannt sind, werden mindestens drei Ergebnisse für drei Netze verschiedener Verfeinerungsgrade benötigt um den Fehler abzuschätzen. Gleiches gilt auch für die numerische Annäherung der zeitlichen Ableitung bei der Berechnung instationärer Probleme.

Durch Anwendung der numerischen Schemata für die Differentiale und Integrale sind die Differentialgleichungen jeweils in ein System von algebraischen Gleichungen umgewandelt worden. Die resultierenden Gleichungen sind jedoch immer noch nichtlinear und die einzelnen Systeme aus den verschiedenen Differentialgleichungen über den Druck und die Geschwindigkeit miteinander gekoppelt. Zur Lösung werden die Gleichungen in fast allen Strömungslösern linearisiert und entkoppelt, indem Druck p , Stoffgrößen und der für den konvektiven Transport verantwortliche Term ρu zunächst aus der Lösung des vorherigen Zeitpunkts verwendet werden. Aus Gleichungen 2.27 und 2.28 können somit Geschwindigkeitsfeld und Temperaturfeld direkt bestimmt werden. Das Geschwindigkeitsfeld erfüllt jedoch nicht die Kontinuitätsgleichung 2.26. Daher wird im Anschluss zunächst mit Hilfe der Impulsgleichung eine Druckkorrektur berechnet, bei der die Einhaltung der Kontinuitätsgleichung erzwungen wird. Aus der Druckkorrektur kann weiterhin eine Korrektur des Geschwindigkeitsfelds berechnet werden. Mit beiden Korrekturen werden die Felder aktualisiert. Nach der Aktualisierung ist die Kontinuitätsgleichung erfüllt, jedoch nicht mehr die Impulsgleichung. Daher wird eine neue Iteration begonnen, diesmal mit den Ergebnissen der vorherigen Iteration. Die Iterationen werden so lange wiederholt bis alle Gleichungen mit einer hinreichend genauen Toleranz erfüllt sind. Anschließend können die Gleichungen für den nächsten Zeitpunkt gelöst werden. Nach dem oben beschriebenen Prinzip funktionieren eine ganze Reihe von ähnlichen Methoden zur Lösung der Gleichungen, z. B. auch die SIMPLE-Methode [42]. Für Details sei hier auf entsprechende Fachliteratur verwiesen, z. B. [39]. Die Abweichung zwischen der Lösung der linearisierten Gleichungssysteme nach einer Iteration und der tatsächlichen Lösung der nichtlinearen Gleichungssysteme wird als Iterationsfehler bei der jeweiligen Iteration bezeichnet. Dieser kann

ohne Kenntnis der exakten Lösung nicht berechnet werden, jedoch dient als Maß für den Iterationsfehler das Residuum. Dieses beschreibt die normierte Differenz zwischen den beiden Seiten der jeweiligen Gleichung. In den einzelnen Iterationsschritten verläuft der Iterationsfehler parallel zur Veränderung des Residuums [39]. Ist der Fehler vor der ersten Iteration bekannt, kann die Änderung der Residuen als Maß für die Entwicklung des Iterationsfehlers genutzt werden. Wird im Falle einer stationären Rechnung die Simulation mit einem Null-Feld initialisiert, ist der Fehler vor der ersten Iteration die Lösung selbst.

Ein weiterer Fehler entsteht durch die meist genutzten iterativen Löser für die entstehenden linearen Gleichungssysteme. Bei der Anwendung der iterativen Löser lässt sich jedoch leicht eine höhere Genauigkeit im Vergleich zu den oben beschriebenen Näherungen erzielen, so dass der Fehler von untergeordneter Bedeutung ist [39].

Bei Anwendung des skizzierten Lösungsweges kann das Strömungsfeld durch wiederholte Lösung jeweils eines linearen Gleichungssystems erhalten werden. Wie beschrieben müssen hierdurch jedoch Abweichungen in Kauf genommen werden. Die Größe der beiden durch das numerische Verfahren hervorgerufenen Fehler können jedoch durch eine Verfeinerung des Gitters bzw. durch die Analyse des Verlaufs der Residuen abgeschätzt werden. Die Größe des Modellfehlers kann letztlich nur durch ein entsprechendes Experiment bestimmt werden. Nach Empfehlung von Ferziger und Perić [39] sollte der Iterationsfehler etwa eine Größenordnung kleiner sein als der Diskretisierungsfehler. Dieser wiederum sollte eine Größenordnung kleiner sein als der zu erwartende Modellfehler. Grund für diese Abstufung des Fehlers ist, dass die zur Bestimmung des Diskretisierungsfehlers benutzte Lösung mit dem Iterationsfehler behaftet ist. Nur wenn der Diskretisierungsfehler deutlich größer als der Iterationsfehler ist, zeichnet er sich gegenüber dem Iterationsfehler ab. Die gleiche Argumentation gilt für die Bestimmung des Modellfehlers.

3. Methodik

In diesem Abschnitt werden zunächst typische Cavity-Receiver solarer Turmkraftwerke und deren Umgebungsbedingungen analysiert, um damit die Grenzen der Randbedingungen von Experiment und Simulation für diese Arbeit festzulegen. Anschließend werden der experimentelle Ansatz und der verwendete Teststand genauer beschrieben. Danach wird der numerische Ansatz erläutert sowie dessen Genauigkeit analysiert. Abschließend wird mit Hilfe des Simulationsmodells der Einfluss der Stoffwerte auf die Ähnlichkeit bewertet.

3.1. Definition der Randbedingungen

Die für die aktuelle Untersuchung relevanten Größen bzw. Randbedingungen sind die Größe des Cavity-Receivers, dessen Temperatur, der Bereich des Neigungswinkels und die Windbedingungen. Wie bereits in Kapitel 2 beschrieben, liegen die typischen inneren Abmaße von Cavity-Receivern bei über einem Meter. Der hauptsächliche Unterschied zwischen der Strömung in Cavity-Receivern verschiedener Größe ist die Turbulenz. Charakterisiert wird der Umschlag von einer laminaren zu einer turbulenten Strömung im Falle natürlicher Konvektion durch die Grashof-Zahl. Oberhalb einer kritischen Grashof-Zahl wird die Strömung im Inneren zunächst in Teilen turbulent. Bei noch größeren Grashof-Zahlen dominiert die turbulente Strömung. In der Literatur existieren verschiedene Angaben, ab welcher Grashof-Zahl ein Umschlag zu erwarten ist. Nach Clausen [15] dominiert der turbulente Wärmeübertrag ab einer Grashof-Zahl von ungefähr $2 \cdot 10^9$. Laut Hess und Henze [18] hingegen tritt erste Turbulenz erst ab $Gr \approx 3 \cdot 10^{10}$ und vollständige Turbulenz ab $1 \cdot 10^{11}$ auf. Yeh et al. [43] wiederum geben für die Größenordnung

der kritischen Grashof-Zahl $1 \cdot 10^7$ an, sowie $1 \cdot 10^{10}$ als Grenze für die vollständige Turbulenz. Unabhängig von der genauen Grenze wird deutlich, dass im Inneren von Cavity-Receivern für solare Turmkraftwerke eine turbulente Strömung zu erwarten ist. In Kapitel 2 wurde bereits erläutert, dass die Turbulenzmodellierung die wichtigste Ursache von Modellfehlern ist. Daher sollten Experiment und Simulation bei Grashof-Zahlen durchgeführt werden, bei denen zumindest eine in Teilen turbulente Strömung zu erwarten ist. Hierdurch ist eine ungefähre Zielmarke für die Größe des Modell-Receiver festgelegt.

Die Cavity-Receiver der ersten beiden kommerziellen Turmkraftwerke PS10 und PS20 sind nahezu horizontal ausgerichtet. Jedoch existieren auch erste Demonstrationsanlagen bei denen geneigte Cavity-Receiver eingesetzt werden [8]. Wie in Abschnitt 1.2 gezeigt, lassen sich hierdurch die konvektiven Verluste reduzieren. In Projektstudien, insbesondere für Hochtemperaturanwendungen, werden auch nach unten geneigte Receiver betrachtet [44, 45]. Dieser Typ ist ebenso in wenigen Forschungsanlagen realisiert [10]. Daher wird in dieser Studie der gesamte Neigungsbereich von $\phi = 0^\circ - 90^\circ$ betrachtet.

Cavity-Receiver werden bei einem breiten Anwendungsspektrum eingesetzt. Entsprechend breit ist auch das Band an Receiver-Temperaturen. Als Beispiele seien hier erneut der Sattedampf-Receiver von PS10 und PS20 bei ungefähr 300°C und die Testanlage Solugas mit Wandtemperaturen von über 900°C genannt [7]. Um den Parameterraum überschaubar zu halten, soll nur ein Temperaturniveau aus diesem Bereich untersucht werden.

Bei den Eigenschaften des Windes soll der Fokus insbesondere auf die Windgeschwindigkeit gelegt werden. Ziel ist es, die maximale Anströmgeschwindigkeit im Experiment anhand der Windgeschwindigkeiten festzulegen, denen ein Cavity-Receiver in einem Turmkraftwerk typischerweise ausgesetzt ist. Die Häufigkeitsverteilung der Windgeschwindigkeit an einem Standort kann durch eine Weibull-Verteilung mit der Dichte-Funktion

$$f(u_{\text{Wind}}) = \frac{C}{v} \cdot \left(\frac{u_{\text{Wind}}}{v} \right)^{(C-1)} \cdot e^{-\left(\frac{u_{\text{Wind}}}{v} \right)^C} \quad (3.1)$$

und der Verteilungsfunktion

$$F(u_{\text{Wind}}) = 1 - e^{-\left(\frac{u_{\text{Wind}}}{v} \right)^C} \quad (3.2)$$

approximiert werden [46]. Die Verteilung wird durch den Skalierungsfaktor v und den Formfaktor C charakterisiert. Für Standorte innerhalb Europas und der Vereinigten Staaten von Amerika liegt der Formfaktor meist im Bereich $C = 1,8 - 2,4$ [47]. Je kleiner der Wert von C desto breiter wird die Verteilung. Somit treten an Standorten mit kleinem Formfaktor häufiger höhere Windgeschwindigkeiten auf. Für den Skalierungsfaktor und die mittlere Windgeschwindigkeit $\langle u_{\text{Wind}} \rangle$ gilt der Zusammenhang

$$\begin{aligned} \langle u_{\text{Wind}} \rangle &= \int_0^\infty u_{\text{Wind}} \cdot f(u_{\text{Wind}}) du_{\text{Wind}} = \\ &v \cdot \int_0^\infty \zeta^{\frac{1}{C}} \cdot e^{-\zeta} d\zeta = v \cdot \Gamma\left(1 + \frac{1}{C}\right) \end{aligned} \quad (3.3)$$

mit der Gamma-Funktion Γ . Über diesen Ansatz lässt sich aus einer mittleren Windgeschwindigkeit bei bekanntem Formfaktor C der Skalierungsfaktor v berechnen. Für den relevanten Bereich des Formfaktors ist der Wert der Gamma-Funktion ungefähr 1.

Die Häufigkeitsverteilung und die kumulierten Häufigkeiten sind für drei Standorte in Abb. 3.1 zusammengefasst. In allen Fällen wurde ein Formfaktor $C = 1,8$ angenommen. Diese Abschätzung basiert auf dem oben genannten Bereich und führt dazu, dass höhere Windgeschwindigkeiten häufiger auftreten als bei der Wahl eines größeren Formfaktors. Im Fall von Standort A wurde eine mittlere Windgeschwindigkeit von $\langle u_{\text{Wind}} \rangle = 7 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ basierend auf Gegenden hoher Windgeschwindigkeiten beispielsweise in Nevada (USA) angenommen. Standort C mit $\langle u_{\text{Wind}} \rangle = 5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ ist typisch für die meisten Gegenden im Westen der USA [48]. Standort B basiert auf einer mittleren Windgeschwindigkeit von $\langle u_{\text{Wind}} \rangle = 6 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, wie sie für die Region um Sevilla (Spanien) typisch ist [49]. Bei den gezeigten Häufigkeitsverteilungen muss berücksichtigt werden, dass die jeweilige Verteilung für eine Höhe von 80 m über dem Erdboden gilt. Anhand des charakteristischen Geschwindigkeits-Höhenprofils [50]

$$\frac{u_{\text{Wind},}}{u_{\text{Wind}, 80\text{m}}} = \frac{\ln\left(\frac{H}{z_0}\right)}{\ln\left(\frac{80\text{m}}{z_0}\right)} \quad (3.4)$$

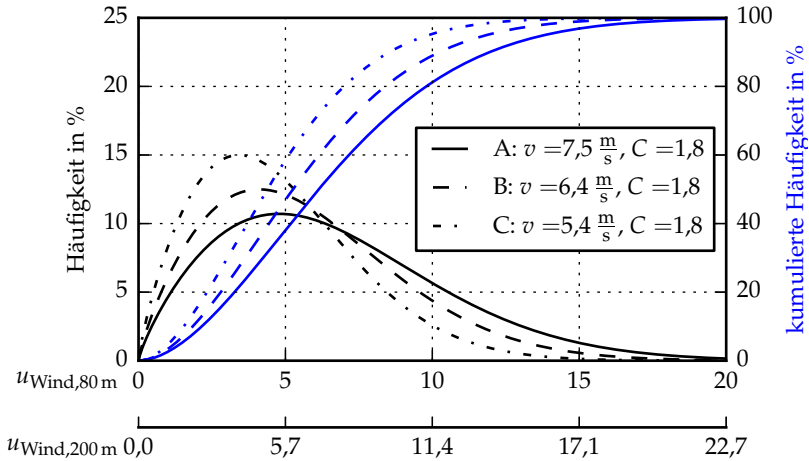


Abbildung 3.1.: Häufigkeitsverteilung der Windgeschwindigkeiten für drei verschiedene Standorte

lässt sich die Geschwindigkeit auf eine neue Höhe H transformieren. Der Parameter in dieser Gleichung, die Rauigkeitslänge z_0 , beschreibt die Beschaffenheit der Umgebung. Für freie Wasserflächen gilt $z_0 \approx 1 \cdot 10^{-4}$ und für Großstädte $z_0 \approx 1$ [51, 52] je nach Quelle. Die Skalierung müsste mit der Rauigkeitslänge der Umgebung erfolgen, in der die Messung durchgeführt wurde. Da diese nicht bekannt ist, wird für die Abschätzung der Geschwindigkeit die mittlere Rauigkeitslänge von $z_0 = 0,1$ verwendet, die für freie Flächen mit vereinzelter Störungen durch Büsche oder Gebäude typisch ist [51, 52].

Die in eine Höhe von $H = 200$ m transformierten Geschwindigkeiten können für die Verteilungen in Abb. 3.1 an der unteren Abszissenachse abgelesen werden. Die auf die Höhe von 200 m skalierte Geschwindigkeit ist am Standort A in ungefähr 90 % der Fälle kleiner als $13 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, am Standort B kleiner als $12 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und am Standort C kleiner als $10 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Zusätzlich muss beachtet werden, dass die Heliostaten von Solarkraftwerken bei hohen Windgeschwindigkeiten in eine Sicherheitsposition gefahren werden und das Kraftwerk dann nicht mehr betrieben werden kann. Diese Geschwindigkeit liegt beispielsweise für die Heliostaten der Anlage PS10 bei $10 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ [53, 54]. Außerdem treten die Fälle mit

starkem Wind meist an Tagen auf, an denen auf Grund mangelnder Solarstrahlung ohnehin kein Betrieb möglich ist. Zusammen mit der exemplarischen Auswertung verschiedener Standorte wird deutlich, dass eine Betrachtung des Windgeschwindigkeitsbereichs bis ca. $13 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ ausreichend ist.

3.2. Experimenteller Ansatz

In der Literatur sind zahlreiche Experimente beschrieben, bei denen die konvektiven Verluste von Cavity-Receivern untersucht wurden. Die verschiedenen Experimente lassen sich in zwei Kategorien unterteilen: Bei einem Teil der Experimente wurden die Verluste von Cavity-Receivern unter Umgebungsbedingungen untersucht. Um die unbekannte bzw. schwierig zu bestimmende Einflussgröße der einfallenden Strahlung auszuschalten, wurden die Receiver meist im unbestrahlten Zustand mit heißem Fluid durchströmt und die konvektiven Verluste anhand des Temperaturabfalls berechnet. Der zweite Ansatz ist die Untersuchung eines Cavity-Receiver mit elektrisch beheizten Innenflächen meist unter Laborbedingungen. Aus der benötigten elektrischen Heizleistung können die konvektiven Verluste bestimmt werden. Der erste Ansatz bietet die Möglichkeit den Receiver unter möglichst realitätsnahen Bedingungen zu untersuchen. Jedoch ist es aufgrund der Vielzahl von sich überlagernden Änderungen in den Einflussgrößen schwierig, eindeutige Tendenzen abzuleiten. Insbesondere ist die genaue Kenntnis der Randbedingungen für eine Validierung von Simulationsmodellen von besonderer Bedeutung. Daher wurde entschieden, die experimentelle Untersuchung in einem Windkanal durchzuführen, um den Einfluss einer externen Strömung auf die Wärmeverluste von Cavity-Receivern zu untersuchen. Zur Skalierung der Ergebnisse von einem verkleinerten Modell auf einen Receiver realer Größe bietet sich die Ähnlichkeitstheorie an.

Im vorherigen Kapitel wurde dargelegt, wie mit Hilfe der Ähnlichkeitstheorie die Ergebnisse eines Versuches mit einem verkleinerten Modell auf eine größere reale Anwendung übertragen werden können. Hierbei sind insbesondere

die Reynolds-Zahl, die Grashof-Zahl und die Dichte-Variation von Bedeutung. Durch Umformulierung der Grashof-Zahl in

$$\text{Gr} = \frac{g\beta_{\text{ref}}(T_W - T_\infty)\rho_{\text{ref}}^2 L^3}{\mu_{\text{ref}}^2} = \Pi_\rho \cdot \frac{g\rho_{\text{ref}}^2 L^3}{\mu_{\text{ref}}^2} \quad (3.5)$$

wird deutlich, dass unter der Randbedingung einer konstanten Dichte-Variation Π_ρ , eine Skalierung auf der Erde nur über das Verhältnis von $\rho_{\text{ref}}^2/\mu_{\text{ref}}^2$ möglich ist. Für eine große Skalierung ist daher ein Fluid mit möglichst hoher Dichte und geringer Viskosität zu bevorzugen. Ein Wechsel auf ein flüssiges Medium wie Wasser scheidet jedoch aus, da für exakte Ähnlichkeit auch, wie in Kapitel 2 erläutert, eine ähnliche Variation der Stoffgröße im Strömungsgebiet nötig ist: Die Variation der Dichte von Wasser mit der Temperatur unterscheidet sich jedoch erheblich von der Dichte-Variation der Umgebungsluft in und vor der Kavität des Receivers. Für diese Arbeit standen prinzipiell zwei Windkanäle für ein Experiment unter Ähnlichkeitsbedingungen zur Verfügung: Zum einen der Hochdruck-Windkanal Göttingen (HDG), bei dem die Erhöhung der Dichte durch Anheben des Druckes erfolgt, und zum anderen der Kryogene Windkanal Köln (KKK), der die Skalierung durch Absenken der Umgebungstemperatur erreicht. Aus Gleichung 3.5 folgt im Falle von Ähnlichkeit für den Skalierungsfaktor s

$$s = \frac{L}{\tilde{L}} = \left(\frac{\tilde{\rho}_{\text{ref}} \mu_{\text{ref}}}{\rho_{\text{ref}} \tilde{\mu}_{\text{ref}}} \right)^{2/3}. \quad (3.6)$$

Die skalierten Größen für das Experiment werden im Folgenden durch die Tilde gekennzeichnet. Der HDG erzielt mit einem maximalen Druck von 100 bar einen höheren Skalierungsfaktor s als der KKK, jedoch ist die Messstrecke des KKK größer [55]. Insgesamt lässt sich daher in beiden Anlagen die gleiche Größenordnung für die Grashof-Zahl erzielen. Allerdings ergibt sich auf Grund der Skalierung der Geschwindigkeit im HDG ein Problem. Für die skalierte Geschwindigkeit gilt aufgrund der Ähnlichkeitsbedingung für die Reynolds-Zahl

$$\frac{\tilde{u}_{\text{Wind}}}{u_{\text{Wind}}} = \frac{L \rho_{\text{ref}} \tilde{\mu}_{\text{ref}}}{\tilde{L} \tilde{\rho}_{\text{ref}} \mu_{\text{ref}}} = \frac{1}{\sqrt{s}}. \quad (3.7)$$

Tabelle 3.1.: Daten des Kryogenen Windkanals Köln

Bezeichnung	Symbol	Wert
minimale Umgebungstemperatur	\tilde{T}_{∞}	-173°C
Breite Messstrecke	L_B	2,4 m
Höhe Messstrecke	L_H	2,4 m

Dies bedeutet, dass mit zunehmender Skalierung die Anströmgeschwindigkeit im Experiment weiter reduziert werden muss. Die benötigten Geschwindigkeiten sind ohnehin deutlich niedriger als die sonst üblichen Geschwindigkeiten in Windkanalexperimenten. Der Skalierungsfaktor im HDG liegt bei ungefähr $s \approx 20$. Der Bereich der zu untersuchenden Geschwindigkeiten liegt daher bei $u_{\text{Wind}} < 3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und kann in diesem Windkanal nicht realisiert werden. Daher wurde der KKK als Windkanal für die Experimente ausgewählt. Seine grundlegenden Parameter sind in Tabelle 3.1 zusammengestellt.

Durch Absenkung der Umgebungstemperatur \tilde{T}_{∞} auf -173°C lässt sich aufgrund des Exponenten < 1 in Gleichung 3.6 nur ein Skalierungsfaktor von ca. 3,5 erreichen. Um dennoch die Größenordnung der in Abschnitt 3.1 definierten kritischen Grashof-Zahlen zu erreichen, können in der Messstrecke des KKK nicht die konvektiven Verluste eines Cavity-Receiver integriert in einen kompletten Turm gemessen werden. Zum einen wäre die Realisierung des gesamten Neigungsbereichs $\phi = 0 - 90^{\circ}$ für einen Modell-Receiver in einem Turm problematisch: Dies ließe sich nur durch verschiedene Modelle realisieren, die während des Experiments gewechselt werden müssten. Zum anderen würde ein Turm die Größe des Modell-Receiver weiter beschränken, da der Turm eine zusätzliche Versperrung des Kanals nach sich ziehen würde. Die Luft im Windkanal kann anders als bei einer freien Umströmung nicht bis in eine beliebige Entfernung ausweichen. Als Folge treten in der Nähe des Modells höhere Geschwindigkeiten als bei einer freien Anströmung auf. Diese Geschwindigkeitsüberhöhung steigt mit zunehmender Versperrung. Bei der Analyse von Fahrzeugen wird ein Versperrungsverhältnis von etwa 10 % angestrebt, in manchen Windkanälen werden die Untersuchungen auch bei Versperrungsverhältnissen von 20 % durchgeführt [56]. Dieser Zielbereich für die Versperrung wurde für den Cavity-Receiver übernommen. Aus die-

sen Gründen wurde entschieden, ein abstraktes Modell eines zylindrischen Cavity-Receivers ohne Turm zu untersuchen. Diese Abstrahierung ist vertretbar, da der Fokus dieser Arbeit auf dem grundlegenden Verständnis der Vorgänge im Inneren des Cavity-Receivers sowie auf der Validierung von CFD-Simulationen liegt und nicht auf der exakten Bestimmung der Verluste eines bestimmten Designs. Unter Berücksichtigung des Versperrungsverhältnisses des Modell-Receivers mit Isolierung wurde der Innendurchmesser auf $\tilde{D}_i = 0,66 \text{ m}$ festgelegt.

Als charakteristisches Längenmaß wird der innere Durchmesser \tilde{D}_i des Receivers gewählt. Da ohnehin alle Längenmaße skaliert werden müssen, ist die Wahl prinzipiell willkürlich. Jedoch werden zylindrische Cavity-Receiver insbesondere durch ihren inneren Durchmesser charakterisiert und daher ist dieser die naheliegende Wahl.

In den bisherigen Untersuchungen mit elektrisch geheizten Cavity-Receivern bzw. in analogen Simulationen wurden prinzipiell zwei unterschiedliche Randbedingungen eingesetzt. In einigen Fällen wurde eine möglichst konstante Wandtemperatur eingestellt und in den anderen Fällen ein konstanter Wärmestrom vorgegeben. Beide sind nur eine Näherung für die realen Randbedingungen im Receiver. In einem bestrahlten Receiver stellt sich die Temperatur an der Wand durch ein komplexes Zusammenspiel von Einstrahlung, Verlusten und Temperaturänderung des erhitzten Wärmeträgerfluids im Receiver ein. Der überwiegende Teil der bisherigen Untersuchungen wurde mit konstanter Wandtemperatur durchgeführt [32]. Um die Ergebnisse besser vergleichen zu können, wurde diese Randbedingung auch für die aktuelle Untersuchung ausgewählt. Außerdem würde ein konstanter Wärmestrom bei den Versuchen im KKK zu Problemen führen. Ein ungleichförmiger Wärmeübergangskoeffizient, wie er im Inneren von Cavity-Receivern vorliegt, würde zu extremen Temperaturspitzen führen. Anders als bei Experimenten, die bei hohen Temperaturen durchgeführt werden, werden diese Spitzen bei dem niedrigen Temperaturniveau im KKK nicht durch Strahlung ausgeglichen. Der Zusammenhang zwischen der Wandtemperatur des Modell-Receivers und der Wandtemperatur im hochskalierten Fall ergibt sich aus der Bedingung einer identischen Π_ρ -Kennzahl. Das Ergebnis für die Randbedingungen im KKK, berechnet mit den Stoffdaten aus Span et al. [57], ist Abb. 3.2 gezeigt. Aufgrund von Materialbeschränkungen wurde die innere Wand des Modell-Receivers auf

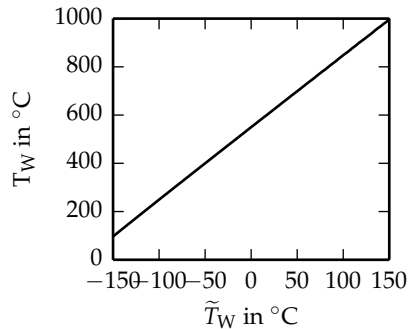


Abbildung 3.2.: Zusammenhang zwischen Wandtemperatur des Modell-Receiver und des hochskalierten Receivers.

eine Temperatur von 60°C beheizt. Dies entspricht im übertragenen Fall einer Receiver-Temperatur von ungefähr 730°C und liegt somit im oben definierten Bereich von $300 - 900^{\circ}\text{C}$.

Wie in den meisten bisherigen Untersuchungen mit elektrisch geheizten Cavity-Receiver wird ein Zylinderrohr als innere Wand genutzt. Aufgrund des geringen geometrischen Skalierungsfaktors verändert sich die absolute Oberflächenrauheit bei der Skalierung nur wenig. Daher ist ihr exakter Wert anders als beispielsweise bei der Untersuchung von Flugzeugen, bei denen größere Skalierungsfaktoren verwendet werden, von untergeordneter Bedeutung. In realen Receivern wird das Wärmeträgerfluid in Rohren entlang der Wand, in einzelnen Rohren im Inneren des Receivers oder im fallenden Vorhang erwärmt. Der einfache Zylinder ist somit nur eine abstrakte Nachbildung, die sich jedoch im Hinblick auf die Ziele der aktuellen Arbeit anbietet. In Untersuchungen, deren Ziel die Bestimmung der Verluste eines speziellen Designs ist, sollte die Art der inneren Ausführung berücksichtigt werden, da beispielsweise die Oberfläche der inneren Verrohrung Wärmeverluste bestimmt [58].

Mit bekannten Wand- und Umgebungstemperaturen für beide Fälle kann der Skalierungsfaktor für die Längenmaße und die Geschwindigkeit bestimmt werden. Die hierbei zusätzlich benötigten Transportgrößen stammen von Lemmon und Jacobsen [59]. Im Experiment wurde der Geschwindigkeitsbereich

Tabelle 3.2.: Größen des mittels Ähnlichkeitstheorie skalierten Experiments.

	Modell	Receiver	Kennzahl
Durchmesser	$\tilde{D}_i = 0,66 \text{ m}$	$D_i = 2,4 \text{ m}$	$\text{Gr} = 3,9 \cdot 10^{10}$
max. Windgeschwindigkeit	$\tilde{u}_{\text{Wind}} = 7 \frac{\text{m}}{\text{s}}$	$u_{\text{Wind}} = 13,3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$	$\text{Re} = 5,2 \cdot 10^5$
Wandtemperatur	$\tilde{T}_W = 60,4^\circ\text{C}$	$T_W = 729,8^\circ\text{C}$	$\Pi_T = 1.1$
Umgebungstemperatur	$\tilde{T}_\infty = -173^\circ\text{C}$	$T_\infty = 25^\circ\text{C}$	

von $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 0 - 7 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ untersucht. Unter Berücksichtigung des Skalierungsfaktors für die Geschwindigkeit entspricht dies dem Bereich $u_{\text{Wind}} = 0 - 13,3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Somit sind die relevanten Geschwindigkeiten (vgl. Abschnitt 3.1) abgedeckt. Die Parameter des Versuchs und die auf einen hochskalierten Receiver übertragenen Werte sind in Tabelle 3.2 zusammengestellt. Zusätzlich sind auch die relevanten dimensionslosen Kennzahlen aufgeführt. Die Festlegung der genauen Größe des Modell-Receivers erfolgte mit Rücksicht auf die Anforderung einer möglichst hohen Grashof-Zahl. Andererseits muss auch der definierte Zielbereich für die Versperrung des Windkanals durch das Modell beachtet werden. Bei der letztlich gewählten Größe liegt das Verhältnis von projizierter Fläche des Modell-Receivers zum Querschnitt des Kanals bei unter 15 % in den untersuchten Fällen. Gleichzeitig liegt die erzielte Grashof-Zahl von knapp $3 \cdot 10^{10}$ in der Größenordnung der Grashof-Zahl ab der nach Hess und Henze [18] erste Turbulenz auftritt und oberhalb der von Clausing [15] und Yeh et al. [43] beschriebenen kritischen Grashof-Zahl.

3.2.1. Aufbau des Modell-Receivers

Durch den Einsatz des Receivers im KKK ergeben sich eine Reihe von speziellen Anforderungen für den Modell-Receiver. Insbesondere muss ein Betrieb bei einer Umgebungstemperatur von -173°C sichergestellt werden. Da der Modell-Receiver während der Versuche nicht erreichbar ist, muss die Veränderung aller Parameter automatisiert erfolgen. Zusätzlich ist die Testzeit sehr teuer und daher begrenzt. Dementsprechend soll der Receiver nur eine

geringe thermische Trägheit aufweisen, so dass sich bei Anpassungen von Parametern nach kurze Übergangszeit wieder stationäre Zustände einstellen.

Die letztlich gewählte Konstruktionsart ist in Abb. 3.3 skizziert. Die äußere Hülle (Pos. 1) besteht aus einem zylindrischen Dewar-Gefäß, dessen eigentlicher Verwendungszweck die Lagerung von flüssigem Stickstoff ist. Das Gefäß besteht aus einem doppelwandigen Zylinder, dessen Zwischenraum evakuiert und mit einer Superisolation versehen ist. Das Dewar-Gefäß kombiniert eine geringe thermische Trägheit mit einer exzellenten Isolierung im angestrebten Temperaturbereich. Aufgrund der Belastbarkeit der Superisolierung ist das obere Temperaturniveau jedoch, wie oben bereits erwähnt, begrenzt. Im Inneren des Dewar-Gefäßes ist die eigentliche Innenwand des Modell-Receiver, bestehend aus einem Aluminium-Zylinder (Pos. 4) mit einer Wandstärke von 10 mm. Das innere Ende wird durch eine Aluminium-Ronde (Pos. 3) gebildet, die mit dem Zylinder verschraubt ist. Aluminium wurde gewählt, um mit der hohen Wärmeleitfähigkeit die beschriebenen Temperaturspitzen auszugleichen. Auf die äußeren Flächen des inneren Zylinders und der Ronde sind Heizfolien geklebt. Der innere Zylinder mit den Heizfolien wird im hin-

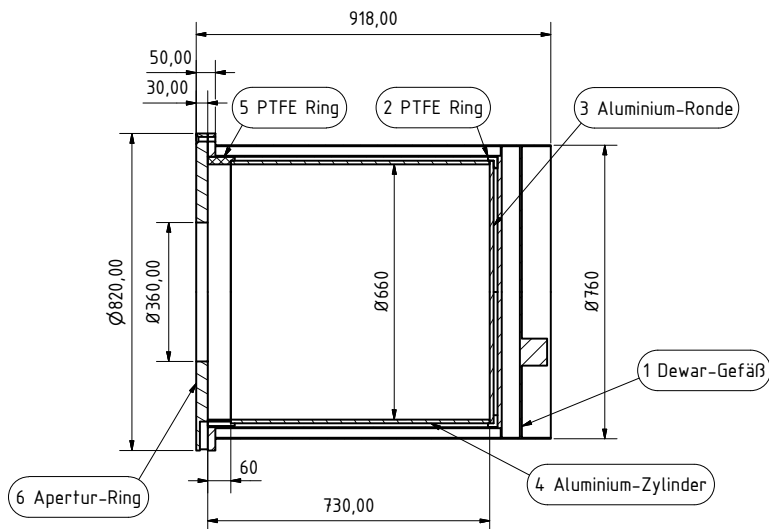


Abbildung 3.3.: Skizze des Modell-Receiver

teren Bereich durch einen schmalen Ring aus Polytetrafluorethylen (PTFE) (Pos. 2) gehalten. Im vorderen Teil wird der Aluminium-Zylinder ebenfalls durch einen PTFE Ring (Pos. 5) abgeschlossen. Dieser PTFE Ring fixiert den Aluminium-Zylinder radial und schließt bündig mit dem vorderen Flansch des Dewar-Gefäßes ab. Neben der Fixierung des Aluminium-Zylinders verringert der PTFE Ring die Wärmeleitungsverluste über die Wärmebrücke des Dewar-Gefäßes am Flansch. Die axiale Fixierung des Innenteils erfolgt mit Hilfe des Apertur-Rings (Pos. 6), der gleichzeitig den Durchmesser der Öffnung auf $\tilde{D}_{Ap} = 0,36 \text{ m}$ reduziert. Der Apertur-Ring besteht aus Kunstharzpressholz, welches sehr gute mechanische Eigenschaften bei tiefen Temperaturen und eine relativ niedrige Wärmeleitfähigkeit aufweist. Der Apertur-Ring ist mit dem Flansch verschraubt. Die gesamte Cavity ist drehbar in einem Gestell aufgehangen. Die Veränderung des Neigungswinkels ϕ erfolgt mittels eines Schrittmotors. Das Gestell wiederum steht auf einem Drehteller, so dass unterschiedliche Anströmrichtungen α realisiert werden können. Der Aufbau im KKK ist in Abb. 3.4 dargestellt.



Abbildung 3.4.: Modell-Receiver in der Messstrecke des KKK. Neigungswinkel ϕ und Winkel der Anströmung α sind veranschaulicht. Für frontale Anströmung gilt $\alpha = 0^\circ$

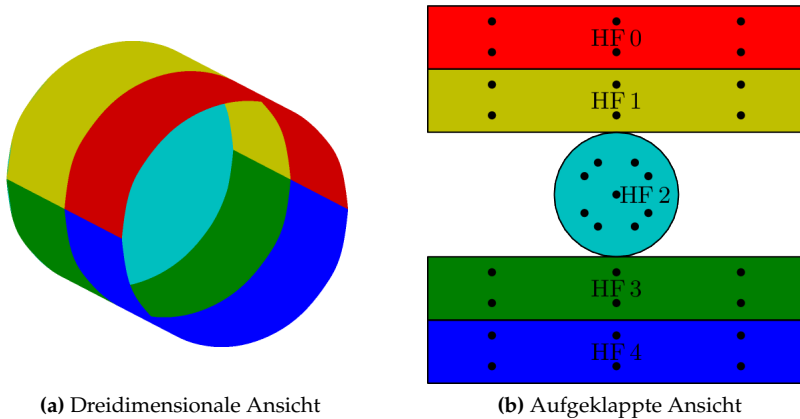


Abbildung 3.5.: Darstellung der Verteilung der einzelnen Heizflächen auf dem Zylinder des Cavity-Receiver.

Die Heizelemente auf Zylinder und Ronde sind in 5 verschiedene Heizflächen HF mit eigener Temperatur-Regelung unterteilt. Die bisherigen Untersuchungen zeigen eine Schichtung von Luft mit hoher Temperatur im oberen Bereich des Inneren der Cavity. Die Anteile der inneren Cavity-Wand im Bereich warmer Luft haben bei geregelter Wandtemperatur nur sehr geringe Verluste. Die gewählte Aufteilung in verschiedene HF mit individueller Regelung lässt einen Einblick in die Ausdehnung des Bereichs hoher Fluidtemperatur bei den verschiedenen Neigungen zu. Die Aufteilung ist in Abb. 3.5(a) veranschaulicht. Die in Abb. 3.5(b) gezeigte Darstellung ergibt sich durch horizontales Auftrennen und anschließendes Aufklappen der entstehenden Hälften. In der Abb. 3.5(b) sind die Positionen der Thermoelemente durch Punkte dargestellt. Die Thermoelemente sind gleichmäßig auf der Zylinderoberfläche verteilt. Auf der kreisförmigen Rückwand sind die Thermoelemente auf einem Kreis mit dem Durchmesser 195 mm angeordnet. Jedes Thermoelement hat einen Durchmesser von 1 mm und ist in einer 8 mm tiefen Bohrung platziert, um den Abstand zwischen Innenfläche des Modell-Receiver und der Spitze des Thermoelements zu reduzieren. Den rechteckigen Heizflächen HF sind jeweils 6 Thermoelemente zugeordnet und der kreisförmigen Rückseite 9 Thermoelemente. Im Experiment wird aus den Thermoelementen einer HF der Mittelwert

bestimmt und als Regelgröße verwendet. Mittels eines PI-Reglers wird die Heizleistung geregelt, so dass sich der gewünschte Mittelwert einstellt. Durch die Wärmeleitung im Aluminium-Zylinder werden lokale Unterschiede im Wärmeübergang an das Fluid innerhalb einer HF reduziert und auf diese Weise das Temperaturfeld vergleichmäßig.

Die Regelung der Heizleistung erfolgt mit 5 Thyristor-Leistungsstellern HP3201 der Firma Systemtechnik Leber. Mittels Phasenanschnitt-Steuerung wird die Leistung im Heizkreis eingestellt. Als Stellgröße für die Leistungssteller wird ein analoges Spannungssignal verwendet. Allerdings lässt sich aus dem Stellsignal nicht direkt die in den HF umgesetzte Leistung bestimmen. Ursache hierfür ist zum einen das nichtlineare Übertragungsverhalten der Leistungssteller und zum anderen die Blindleistung, die durch die Phasenanschnitt-Steuerung verursacht wird. Daher wird die tatsächlich in den HF umgesetzte Wirkleistung durch Messumformer für Wirkleistung vom Typ PW-MU des Herstellers Müller+Ziegler gemessen. Diese geben ein analoges Spannungssignal aus, welches proportional zur umgesetzten Leistung ist. Die analogen Stellsignale sowie die Messsignale der Messumformer und der Thermoelemente werden in Controller-Modulen der APAX-Serie bereitgestellt bzw. erfasst. Die Regelung und Aufzeichnung der Messdaten ist mittels eines LabVIEW-Programms [60] realisiert.

3.2.2. Messmethode

Die durch die Messumformer gemessene elektrische Wirkleistung entspricht der im System umgesetzten Leistung. Ein Teil der Leistung wird jedoch nicht in den Heizflächen (HF), sondern in den Zuleitungen umgesetzt. Zur Bestimmung des in den HF umgesetzten Anteils der Leistung wurden während des Experiments der Gesamt Widerstand von Zuleitung und HF gemessen. Da die Widerstände von Leitung und HF in Reihe geschaltet sind, kann die Heizleistung der HF \dot{Q}_{HF} mittels

$$\dot{Q}_{\text{HF}} = \frac{R_{\text{HF}}}{R_{\text{HK}}} \cdot \tilde{P}_{\text{HK}} = f_{\text{R,HF}} \cdot \tilde{P}_{\text{HK}} \quad (3.8)$$

aus dem Widerstand der HF R_{HF} , des Gesamtwiderstands im Heizkreis R_{HK} und der gemessenen Wirkleistung P_{HK} berechnet werden. Die Heizleistung der HF entspricht den gesamten Wärmeverlusten der HF. Die gesamten Wärmeverluste wiederum setzen sich aus den Strahlungsverlusten, den Verlusten durch Wärmeleitung durch das Dewar-Gefäß und den zu bestimmenden konvektiven Verlusten zusammen. Zur Bestimmung der konvektiven Verluste müssen die übrigen Anteile bestimmt und von den Gesamtverlusten der HF abgezogen werden.

Zur Bestimmung der Wärmeleitung durch das Dewar-Gefäß wurde die Öffnung der Modell-Cavity im KKK mit einer Isolierung verschlossen. Die in diesem Fall gemessenen Wärmeverluste entsprechen den Verlusten durch Wärmeleitung $\dot{Q}_{\text{L,HF}}$. Mit dem gemessenen Wert der Leistung \tilde{P}_{L} wird der Wärmedurchgangskoeffizient \tilde{U}_{HF} bestimmt

$$\tilde{U}_{\text{HF}} = \frac{\dot{Q}_{\text{L,HF}}}{\tilde{T}_{\text{HF}} - \tilde{T}_{\infty}} = \frac{f_{\text{R,HF}} \cdot \tilde{P}_{\text{L,HF}}}{\Delta \tilde{T}}. \quad (3.9)$$

Diese Herangehensweise ist gerechtfertigt, da die Verluste durch Wärmeleitung durch das Dewar-Gefäß hauptsächlich infolge von Leitung über die Wärmebrücke am Flansch verursacht werden.

Die Strahlungsverluste sind aufgrund des niedrigen Temperaturniveaus gering. Daher wird ein einfacher Sichtfaktor-Ansatz genutzt, mit der Annahme, dass alle inneren Wände der Modell-Cavity die homogene Soll-Temperatur haben. Die Sichtfaktoren der einzelnen HF zur Apertur-Öffnung können mittels Formel C-82 aus [61] bestimmt werden und sind in Tabelle 3.3 zusammengestellt. Die Strahlungsverluste einer HF $\dot{Q}_{\text{S,HF}}$ ergeben sich aus

$$\dot{Q}_{\text{S,HF}} = \sigma \cdot \epsilon_{\text{HF}} \cdot F_{\text{HF}} \cdot \tilde{A}_{\text{HF}} \cdot \left(\tilde{T}_{\text{HF}}^4 - \tilde{T}_{\infty}^4 \right). \quad (3.10)$$

Tabelle 3.3.: Sichtfaktoren der einzelnen HF zur Apertur-Öffnung

Heizfläche	HF 0	HF 1	HF 2	HF 3	HF 4
Sichtfaktor F_{HF}	0,084	0,032	0,048	0,032	0,084

Basierend auf Angaben zur Thermografie-Messung wird eine konstante Emissivität von $\epsilon_{\text{HF}} = 0,4$ angenommen [62].

Durch Subtraktion der Wärmeleitungsverluste und der Strahlungsverluste können die konvektiven Verluste

$$\dot{Q}_{\text{konv, HF}} = f_{\text{R, HF}} \cdot \tilde{P}_{\text{HK}} - \tilde{U}_{\text{HF}} \cdot (\tilde{T}_{\text{HF}} - \tilde{T}_{\infty}) - \dot{Q}_{\text{S, HF}} \quad (3.11)$$

bestimmt werden. Aus den Verlusten der Einzelflächen kann durch Summation der Gesamtverlust \dot{Q}_{konv} berechnet werden. Letztlich folgt für die dimensionslose Nusselt-Zahl, die zur Übertragung mittels der Ähnlichkeitstheorie benötigt wird,

$$\text{Nu} = \frac{\dot{Q}_{\text{konv}} \cdot \tilde{D}_i}{\tilde{A}_{\text{ges}} \cdot \Delta \tilde{T} \cdot \tilde{\lambda}_{\text{ref}}} \quad (3.12)$$

mit der Gesamtfläche aller beheizten Flächen \tilde{A}_{ges} und den gesamten konvektiven Verluste \dot{Q}_{konv} .

Die zur Kühlung des KKK benötigte Einspritzung von flüssigem Stickstoff kann erst ab einer Geschwindigkeit von ca. $15 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ erfolgen. Somit war es nicht möglich, den Kanal während der Messungen zu kühlen. Daher wurde der Kanal zunächst bei der benötigten Geschwindigkeit bis auf eine Temperatur von -175°C abgekühlt. Im Anschluss wurde die für den Messpunkt benötigte Geschwindigkeit eingestellt. Nach einer Wartezeit von zehn bis fünfzehn Minuten, nach denen sich stationäre Bedingungen eingestellt hatten, wurde mit der eigentlichen Messung begonnen und die Wärmeströme für eine Dauer von fünfzehn Minuten aufgezeichnet. Insgesamt erwärmte sich der Kanal während der Messung um ungefähr 3°C . Die mittlere Temperatur der HF wurde in dieser Zeit mit einer Abweichung geringer als $\pm 0,2^\circ\text{C}$ geregelt. Bei der Auswertung wurde der zeitliche Verlauf der Nusselt-Zahl bzw. des Wärmedurchgangskoeffizienten jeweils mit den aktuellen Temperaturen berechnet. Abschließend wurden die Werte zeitlich gemittelt. Trotz der Erwärmung des Kanals ist kein systematischer Trend in der Nusselt-Zahl zu erkennen, d.h. es ist lediglich eine hochfrequente Schwankung von ca. 5 % um den Mittelwert zu beobachten, die durch die Leistungssteller verursacht wird.

Durch einen unterschiedlichen Wärmeübergang innerhalb der HF wich die Temperatur der einzelnen Messstellen von der mittleren Temperatur ab. Diese Abweichung wurde auch nicht vollständig durch die Wärmeleitung im Aluminiumzylinder verhindert. Die beobachtete Temperaturspreizung hing stark von den eingestellten Bedingungen ab. In den meisten Fällen war die maximale Abweichung vom Mittelwert kleiner als 15 °C. Allerdings kam es in einzelnen Fällen zu lokalen maximalen Abweichungen um 50 °C.

3.2.3. Fehlerabschätzung

Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, ergeben sich die konvektiven Verluste als Funktion

$$\dot{Q}_{\text{konv, HF}} \left(\Delta \tilde{T}, \tilde{P}_{\text{HK}}, f_{\text{R, HF}}, \tilde{U}_{\text{HF}}, \tilde{Q}_{\text{S, HF}} \right). \quad (3.13)$$

Zur Abschätzung des Fehlers in den gemessenen konvektiven Verlusten $\dot{Q}_{\text{konv, HF}}$ müssen die Fehler der einzelnen Parameter in Gleichung 3.13 sowie deren Einfluss auf die konvektiven Verluste $\dot{Q}_{\text{konv, HF}}$ bestimmt werden. Dabei unterscheidet sich die Auswirkung einer möglichen Abweichung in der Temperaturmessung $\Delta \tilde{T}$ von den übrigen Parametern (Leistungsmessung \tilde{P}_{HK} , Widerstandsmessung $f_{\text{R, HF}}$, Wärmedurchgangskoeffizienten \tilde{U}_{HF} und in den berechneten Strahlungsverlusten $\tilde{Q}_{\text{S, HF}}$). Die Gruppe von Parametern beeinflusst direkt den gemessenen bzw. den berechneten Wert der Verluste. Eine Abweichung in der gemessenen Temperaturdifferenz führt jedoch dazu, dass der bestimmte Wert für die Verluste tatsächlich für eine andere Temperaturdifferenz gilt. Die Veränderung der Verluste mit der Temperatur kann mit Hilfe des Differentials $\frac{1}{\dot{Q}_{\text{konv, HF}}} \cdot \frac{d\dot{Q}_{\text{konv, HF}}}{d\Delta \tilde{T}}$ abgeschätzt werden. Dieser Wert wurde experimentell bestimmt. Dafür wurden zusätzlich Experimente bei einer Wandtemperatur von 50 °C durchgeführt. Für diese Temperatur wurden die konvektiven Verluste ebenfalls bestimmt. Der Differenzenquotient der beiden Ergebnisse wird als Näherung für die Änderung mit der Temperatur genutzt. Allerdings konnte der Temperatureinfluss nicht für den gesamten Parameterraum untersucht werden. Für die Fälle, in denen keine Daten vorla-

gen, wird eine relative Änderung von $0,01 \frac{1}{K}$ verwendet. Dieser Wert ist die obere Schranke der ausgewerteten Fälle.

Die Auswirkung von möglichen Abweichungen in der Gruppe von Parametern kann aus dem totalen Differential von Gleichung 3.11 abgeschätzt werden, da Veränderungen in den Parametern, anders als bei der Temperaturdifferenz, nur einzelne Terme in Gleichung 3.11 direkt beeinflussen. Somit ergibt sich letztlich mit dem experimentell abgeschätzten Differential nach der Temperatur

$$\begin{aligned} \delta \dot{\tilde{Q}}_{\text{konv,HF}} &= \delta \Delta \tilde{T} \cdot \frac{d \dot{\tilde{Q}}_{\text{konv,HF}}}{d \Delta \tilde{T}} + \delta \tilde{P}_{\text{HK}} \cdot f_{\text{R,HF}} + \\ &\delta f_{\text{R,HF}} \cdot \tilde{P}_{\text{HK}} + \delta \tilde{U}_{\text{HF}} \cdot (\tilde{T}_{\text{HF}} - \tilde{T}_{\infty}) + \delta \dot{\tilde{Q}}_{\text{S,HF}}. \end{aligned} \quad (3.14)$$

Der Fehler in der Messung der elektrischen Leistung $\delta \tilde{P}_{\text{HK}}$ beträgt maximal 18 W für jede Zone. Eine Abweichung von bis ± 15 W wird dabei durch die Leistungsmessung verursacht. Die übrigen 3 W sind auf das Analog-Eingangsmodul zurückzuführen [63, 64]. Zusätzlich muss der Fehler der Widerstandsmessung zur Bestimmung des Faktors $f_{\text{R,HF}}$ berücksichtigt werden. Hierbei tritt maximal ein relativer Fehler von 0,9 % des Messwertes und ein absoluter Fehler von $0,2 \Omega$ auf. Als konservative Abschätzung wird der absolute Fehler auf den niedrigsten gemessenen Wert bezogen. Damit ergibt sich ein relativer Fehler von 2,1 %. Die Temperaturmessung bestehend aus Thermoelement und Eingangsmodul ist mit einem maximalen Fehler von $\pm 2,6$ °C für die Umgebungstemperatur und $\pm 1,5$ °C für die Wandtemperatur behaftet [64, 65]. Der Wärmedurchgangskoeffizient \tilde{U}_{HF} wurde experimentell bestimmt. Daher beeinflussen die oben beschriebenen möglichen Fehler in der Messtechnik die Genauigkeit $\delta \tilde{U}_{\text{HF}}$. Analog zum Vorgehen bei Bestimmung der Abweichung in $\delta \dot{\tilde{Q}}_{\text{konv,HF}}$ wird das totale Differential von Gleichung 3.9

$$\delta \tilde{U}_{\text{HF}} = \delta f_{\text{R,HF}} \cdot \frac{\tilde{P}_{\text{L,HF}}}{\Delta \tilde{T}} + \delta \tilde{P}_{\text{L,HF}} \cdot \frac{f_{\text{R,HF}}}{\Delta \tilde{T}} + \delta \Delta \tilde{T} \cdot \frac{f_{\text{R,HF}} \cdot \tilde{P}_{\text{L,HF}}}{\Delta \tilde{T}^2} \quad (3.15)$$

bestimmt. Anders als bei den konvektiven Verlusten kann angenommen werden, dass der Wärmedurchgangskoeffizient in erster Näherung unabhängig von der Temperatur ist. Daher kann der Einfluss einer Abweichung in der

Temperaturmessung auch mit dem Differential von Gleichung 3.9 abgeschätzt werden. Mit den beschriebenen maximalen Abweichungen $\delta f_{,R}$, $\delta \tilde{P}_L$ und $\delta \Delta \tilde{T}$ kann der resultierende maximale Fehler im Wärmedurchgangskoeffizient \tilde{U}_{HF} abgeschätzt werden.

Letztlich wird in Gleichung 3.14 eine Fehlerschätzung der Strahlungsverluste benötigt. Ein Einflussfaktor ist die Unsicherheit im Emissionskoeffizienten. Außerdem wurde angenommen, dass die Rückseite der Apertur dieselbe Temperatur wie die Cavity-Wände hat. Die tatsächliche Temperatur der Rückseite liegt jedoch etwas unterhalb der Temperatur der Wände. Wie weit unterhalb ist allerdings unbekannt. Zur Abschätzung des Fehlers $\delta \tilde{Q}_{S,HF}$ infolge der beiden Annahmen werden die Strahlungsverluste erneut ausgewertet, diesmal mit der oberen Grenze für die Emissivität und der Annahme, dass die Rückseite dieselbe Temperatur wie die Umgebung \tilde{T}_∞ hat bei einer Emissivität von $\epsilon = 1$. Aus dieser oberen Abschätzung wird die Abweichung $\delta \tilde{Q}_{S,HF}$ bestimmt. Die einzelnen Unsicherheiten sowie die resultierende Abweichung der berechneten Strahlungsverluste sind in Tabelle 3.4 zusammengefasst.

Somit sind alle in Gleichung 3.14 benötigten Abweichungen bekannt. Mit den einzelnen Messergebnissen kann der Fehler für jeden Datenpunkt berechnet werden. Da insbesondere bei der Leistungsmessung absolute Fehler auftreten, ist die Größe des relativen Fehlers stark abhängig vom absoluten Wert der konvektiven Verluste. Im folgenden Kapitel 4 wird in den Ergebnissen die Schätzung des maximalen Fehlers durch Fehlerbalken dargestellt.

Tabelle 3.4.: Fehlerabschätzung für die berechneten Strahlungsverluste.

Heizfläche	HF 0	HF 1	HF 2	HF 3	HF 4
max Sichtfaktor F_{HF}	0,25	0,085	0,15	0,085	0,25
max. Emissivität	0,45	0,45	0,45	0,45	0,45
max. Strahlungsverluste	27,5 W	9,3 W	15,9 W	9,3 W	27,5 W
Abweichung $\delta \tilde{Q}_{S,HF}$	19,3 W	6,2 W	11,3 W	6,2 W	19,3 W

3.3. Simulationsmodell

Ein Ziel der Arbeit ist die Validierung von CFD-Simulationen für die konvektiven Verluste von Cavity-Receivern. Zur Validierung des Simulationsmodells soll das Experiment möglichst genau nachgebildet werden, um einen Vergleich zwischen den Ergebnissen zu ermöglichen. Gleichzeitig müssen mit Blick auf den Aufwand für die Modellierung Kompromisse eingegangen werden. In diesem Abschnitt wird zunächst die Turbulenzmodellierung genauer beschrieben. Anschließend werden die Randbedingungen vorgestellt, bevor die notwendigen numerischen Fehlerabschätzungen diskutiert werden.

3.3.1. Turbulenzmodellierung

Bedingt durch die hohen Grashof-Zahlen wird im Inneren des Modell-Receivers eine turbulente Strömung erwartet. Daher werden die in Abschnitt 2.3 beschriebenen gemittelten Gleichungen für turbulente Strömungen gelöst. Zur vollständigen mathematischen Beschreibung der zeitlichen Strömungsgrößen wird ein Modell für die turbulente Scheinviskosität μ_t und der turbulenten Wärmeleitfähigkeit λ_t benötigt. Das in dieser Arbeit verwendete Modell ist das k - ω -Shear Stress Transport (SST) Modell [66]. Dieses Modell wurde gewählt, da es die Vorteile des k - ω Modells in der Nähe der Wand und die Vorteile des k - ϵ Modells in der freien Strömung kombiniert und für die Berechnung von Strömungen mit Wärmeübergang als sehr gut geeignet angesehen wird [66]. In dem k - ω -SST Modell wird die turbulente Scheinviskosität μ_t als Funktion der turbulenten kinetischen Energie k und der charakteristischen Wirbelfrequenz ω berechnet. Für die beiden Größen wird jeweils eine Transportgleichung gelöst. Die Details des Modells sind im Anhang A.1 beschrieben. Die turbulente Wärmeleitfähigkeit wird in Analogie zur Ähnlichkeit von Wärmeübertragung gemäß $Pr_t = \frac{\mu_t c_p}{\lambda_t}$ aus der turbulenten Scheinviskosität berechnet. Das Simulationsmodell nutzt eine konstante turbulente Prandtl-Zahl $Pr_t = 0,85$. Theoretische Ansätze liefern $Pr_t = 1$, jedoch wird in experimentellen und numerischen Untersuchungen ungefähr der gewählte Wert bestimmt [67].

3.3.2. Rechengitter und Randbedingungen

Das Rechengitter für den Modell-Receiver im Windkanal basiert auf Hexaeder-Elementen und wurde in Ansys ICEM [68] erstellt. Bei diesem Rechengitter ist die Tragestruktur nicht berücksichtigt. Die verwendete Geometrie sowie die geometrischen Abmaße der Umgebung sind in Abb. 3.6 dargestellt. Abb. 3.7 zeigt den Receiver sowie das Koordinatensystem, auf das sich im weiteren Verlauf angegebene Schnittebenen beziehen. Das Koordinatensystem wird mitgedreht, so dass die x-Achse immer der Zylinderachse entspricht. In beiden Darstellungen sind die verschiedenen Flächen mit unterschiedlichen Randbedingungen farbig gekennzeichnet. Zusätzlich ist in Abb. 3.7(b) das Rechengitter in der direkten Umgebung des Cavity-Receiver's gezeigt.

Anders als im Experiment ist die Umgebungstemperatur im modellierten Windkanal auf einen zeitlich konstanten Wert von -173 °C festgelegt. Diese Temperatur wird auch als Randbedingung für die Kanalwände (graue Flächen in Abb. 3.6) genutzt. Die Grenzschicht entlang der Kanalwände ist mit Hilfe von Wandfunktionen abgebildet. Bei Verwendung von Wandfunktionen liegt die erste Zelle an einer Wand im logarithmischen Bereich der turbulenten Wandgrenzschicht. Daher wird das Geschwindigkeits- und Temperaturprofil nicht bis zur Wand aufgelöst. Der Einfluss des fehlenden Teils

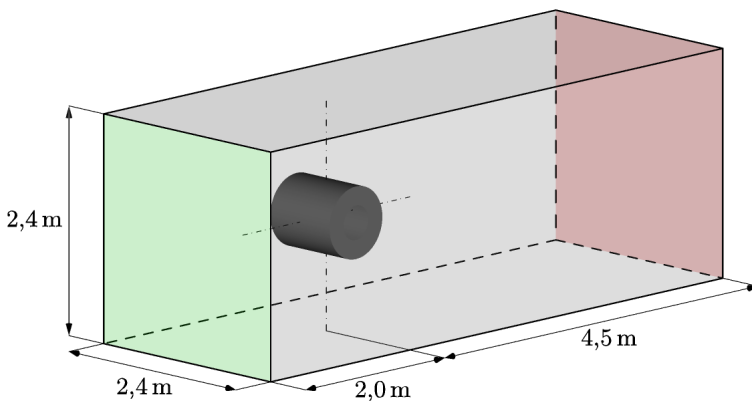
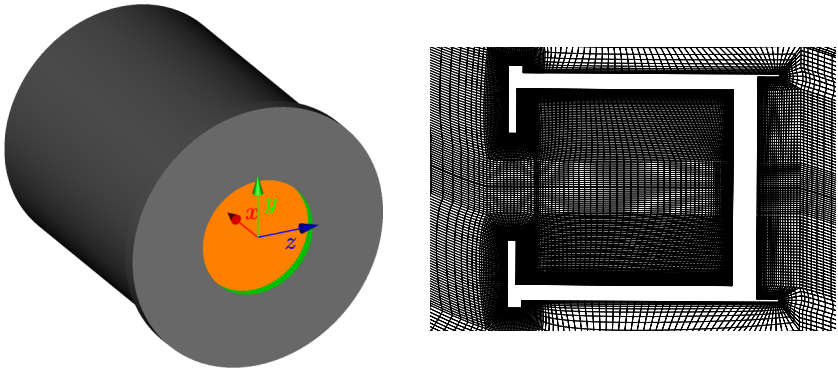


Abbildung 3.6.: Darstellung der Umgebung des simulierten Modell-Receiver



(a) Dreidimensionale Ansicht der Cavity

(b) Gitter im Cavity-Receiver

Abbildung 3.7.: Darstellung der Cavity im Simulationsmodell. Die Flächen mit gleicher Randbedingung sind farbig markiert. Das verwendete Koordinatensystem ist ebenfalls dargestellt.

wird mit Hilfe des universellen Wandgesetzes modelliert. Der gleiche Ansatz wird für alle äußeren Wände des Cavity-Receiver genutzt (graue Flächen in Abb. 3.7). Allerdings werden diese Wände als adiabate Flächen modelliert. Für die Wände im Inneren des Cavity-Receiver (orange Flächen) sind sowohl das Geschwindigkeits- als auch das Temperaturprofil bis in die laminare Unterschicht aufgelöst. Dieser Ansatz benötigt im Allgemeinen erheblich mehr Zellen in Wandnähe. Da in diesem Fall das Geschwindigkeits- und Temperaturprofil bis zur Wand aufgelöst und nicht durch ein Modell abgebildet werden, treten keine Modellfehler auf und somit lässt sich prinzipiell eine höhere Genauigkeit erzielen [66]. Voraussetzung für diese Modellierung ist eine ausreichende Auflösung der Wandgrenzschicht. Zur Überwachung wurde der dimensionslose Wandabstand

$$y^+ = \frac{\rho y u_\tau}{\mu} \quad (3.16)$$

ausgewertet, der sich aus dem Wandabstand y der ersten Zellmitte und der Schubspannungsgeschwindigkeit

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} = \sqrt{\frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{\partial u}{\partial n}} \quad (3.17)$$

berechnet. Hierbei bezeichnet $\frac{\partial u}{\partial n}$ den zur Wand normalen Gradienten der Geschwindigkeit. In der laminaren Unterschicht sind Geschwindigkeit und Temperatur proportional zum Wandabstand. Daher ist es ausreichend, eine Zelle in dieser Schicht zu platzieren. Die laminare Unterschicht erstreckt sich ungefähr bis $y^+ = 5$. Empfohlen ist, einen dimensionslosen Wandabstand von $y^+ = 1$ einzuhalten, da somit die Lage der ersten Zelle in der laminaren Unterschicht garantiert ist [66, 69]. Auf den Flächen in der Simulation, die denen des Aluminium-Zylinders und der Ronde entsprechen, ist eine gleichmäßige Wandtemperatur von 60 °C aufgeprägt. Dieser Wert entspricht der mittleren Temperatur der einzelnen HF im Experiment. Der konvektive Wärmestrom kann durch das Integral

$$\dot{Q}_{\text{konv}} = \int_A \lambda \frac{\partial T}{\partial n} dA \quad (3.18)$$

mit der Wärmeleitfähigkeit λ des Fluids ausgewertet werden.

Die Innenfläche des Apertur-Rings (grüne Fläche in Abb. 3.7) sowie dessen Rückseite sind als adiabate Flächen mit einer Wandfunktion modelliert, die im gesamten y^+ -Bereich ihre Gültigkeit behält.

Am Einlass (grüne Fläche in Abb. 3.6) ist die Geschwindigkeit vorgegeben. Die turbulenten Größen werden aus der im Kanal vorliegenden Turbulenzintensität von 0,3% und der turbulenten Längenskala [70]

$$l = 0,07 \cdot L_B = 0,07 \cdot 2,4 \text{ m} = 0,168 \text{ m} \quad (3.19)$$

berechnet, wobei L_B die Breite der Messstrecke beschreibt. Am Ausgang der Messstrecke (rote Fläche in 3.6) ist ein fester Druck von 1,013 bar aufgeprägt. Im Falle natürlicher Konvektion ist anstatt des ursprünglichen Einlasses und Auslasses eine offene Randbedingung definiert. Bei dieser Randbedingung wird im Bereich ausströmenden Fluids eine Neumann-Randbedingung für

Geschwindigkeit und die Temperatur verwendet. In Bereichen, wo das Fluid einströmt, wird die Geschwindigkeit durch das Feld bestimmt und eine Temperatur von -173 °C vorgegeben. Um die Strömung über die Randflächen zu begrenzen, ist bei den offenen Randbedingungen der Totaldruck vorgegeben. Eine genaue Übersicht der verwendeten Randbedingungen ist im Anhang A.3 gezeigt.

3.3.3. Numerisches Modell

Die Strömung, die sich im und um den Cavity-Receiver einstellt, ist leicht instationär, was für Auftriebsströmungen nicht untypisch ist [39]. Als Folge müssen bei diesen Strömungen jedoch die zeitabhängigen Terme der Gleichungen aus Kapitel 2 berücksichtigt und die zeitliche Entwicklung der Strömung berechnet werden. Dies zieht erheblich längere Rechenzeiten nach sich. Zur Lösung wurde in dieser Arbeit der Solver „buoyantPimpleFoam“ der Opensource Software OpenFOAM in der Version 2.3.0 verwendet [71]. Der Zeitschritt Δt der Simulationen ist so gewählt, dass für die maximale Courant-Zahl

$$\text{CFL} = \frac{u \cdot \Delta t}{\Delta x} < 10 \quad (3.20)$$

gilt. Dabei charakterisiert Δx die Größe des lokalen finiten Volumens. Dies bedeutet, dass ein gedachtes Fluidpartikel in der Strömung sich während eines Zeitschrittes Δt immer weniger als 10 Zellen fortbewegt. Die Wahl der Courant-Zahl ist ein Kompromiss: Bei $\text{CFL} < 1$ werden selbst die kleinsten Schwankungen aufgelöst. Durch den größeren Zeitschritt wird die Lösung in weniger Zeitschritten erreicht. Die geringere Genauigkeit ist im vorliegenden Fall hinnehmbar, da die Instationarität der Strömung nur wenig ausgeprägt ist. In jedem Zeitschritt wurde iteriert bis alle Residuen unter 10^{-4} gefallen waren. Im Vergleich zur ersten Iteration fallen die Residuen dabei um ungefähr drei Größenordnungen. Als Startlösung eines Zeitschritts wird die Lösung des vorherigen Zeitschrittes verwendet. Da diese eine sehr gute Näherung für den aktuellen Zeitschritt darstellt, wird nach dem in Abschnitt 2.3 vorgestellten Schätzverfahren ein Iterationsfehler $\ll 1\%$ erwartet. Zusätzlich wurde in einem Fall die Toleranz für die Residuen auf 10^{-6} abgesenkt. Die Ergebnisse zeigen keine signifikanten Unterschiede zur ursprünglichen Lösung.

Die aus der Instationarität resultierenden zeitlichen Schwankungen des Verlustwärmestroms sind klein im Vergleich zu den Mittelwerten. Daher werden die gemittelten Nusselt-Zahlen als Ergebnis angegeben. Bei den Feldgrößen bzw. aus Feldgrößen berechneten Werten handelt es sich um instantane Werte.

Die Diskretisierung im Simulationsmodell basiert auf Schemata zweiter Ordnung. Eine Auflistung der verwendeten Schemata ist im Anhang A.2 zu finden. Der Einfluss der Diskretisierung wurde für den Fall von Seitenwind mit $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 7 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ für einen horizontalen Receiver untersucht. Im Falle von Seitenwind bei einem horizontalen Receiver sind die höchsten Verluste zu erwarten und somit auch die größten Gradienten. Für diesen Fall wurden drei Rechnungen mit jeweils unterschiedlicher Elementanzahl durchgeführt (Tabelle 3.5). Die Veränderung der Zielgröße, des konvektiven Wärmestroms, für die verschiedenen Rechnungen ist in Abb. 3.8 dargestellt. Mit Hilfe der Ansatzfunktion

$$\frac{\tilde{Q}_{\text{konv},N}}{\tilde{Q}_{\text{konv},\infty}} - 1 \propto N^{-o/3} \quad (3.21)$$

wurden die Simulationswerte auf den netzunabhängigen Wert $\tilde{Q}_{\text{konv},\infty}$ extrapoliert, der für das Diagramm als Bezugswert dient. Die in der Extrapolation verwendete Ordnung von $o = 1,8$ liegt unterhalb der theoretischen Ordnung der verwendeten Schemata. Ursache hierfür sind Begrenzer, die lokal die Ordnung der Schemata reduzieren, um die Konvergenz zu verbessern und die Lösung zu beschränken. Die Abweichung zwischen extrapoliertem Wert und der Lösung des feinsten Netzes liegt bei 2 %. Für die Fälle mit geringerer Geschwindigkeit ergeben sich geringere Abweichungen. Neben dieser globalen Größe kann der Einfluss der Diskretisierung mit Hilfe der Temperaturverteilung innerhalb des Cavity-Receivers bewertet werden. Um die Temperaturverteilung auf den Verlauf einer einzelnen Größe zurückzuführen, wird die Temperatur in den x'/z -Ebenen (vgl. Abb. 3.9(a)) gemittelt. Es ergibt sich ein Verlauf der Temperatur in Abhängigkeit der Koordinate y' . Bei einer idealen Schichtung der Temperatur innerhalb des Cavity-Receivers bildet sich eine konstante Temperatur innerhalb der Ebenen über die gemittelt wird. Allerdings hängt, bedingt durch die Geometrie der Cavity, die Größe der Fläche über die gemittelt wird von der Koordinate y' ab. Dies gilt insbesondere, wenn diese Auswertungsmethode für geneigte Cavity-Receiver

Tabelle 3.5.: Übersicht über die verwendeten Rechengitter und deren Elementanzahl

Bezeichnung	Elementanzahl
f0.75	$0,6 \cdot 10^6$
f1.00	$1,6 \cdot 10^6$
f1.30	$3,4 \cdot 10^6$

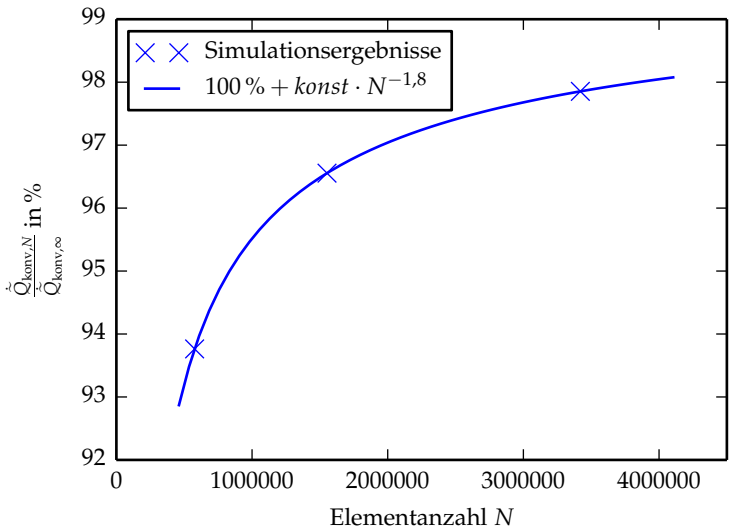
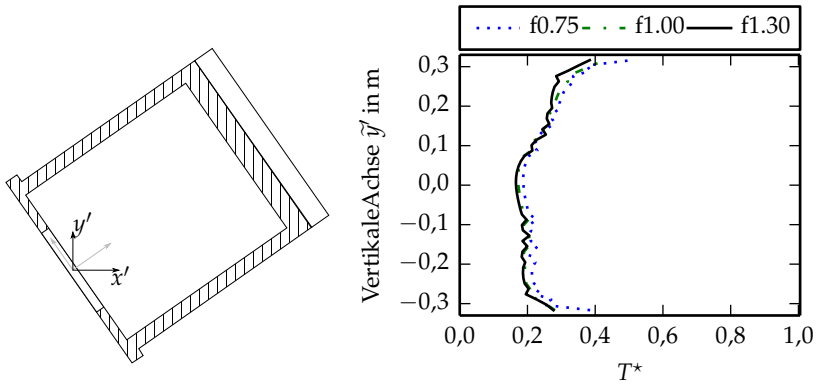


Abbildung 3.8.: Veränderung des Wärmeverlusts des Modell-Receiver bei Verwendung der verschiedenen Rechengitter. Als Bezugswert dient der extrapolierte Wärmestrom.



(a) Koordinatensystem für die Mittelung

(b) Verläufe der gemittelten Temperatur

Abbildung 3.9.: Temperaturverteilung im Inneren des Cavity-Receiver für Gitter verschiedener Feinheitsgrade.

eingesetzt wird. Schwankungen und Abweichungen von einer idealen Schichtung werden daher im mittleren Bereich, in dem über große Flächen gemittelt wird, geglättet. Trotzdem lässt sich durch diese Methode ein guter Einblick in die Temperaturverteilung innerhalb des Cavity-Receiver erhalten. Die mittleren dimensionslosen Temperaturverläufe für die drei unterschiedlichen Gitterauflösungen sind in Abb. 3.9(b) dargestellt. Für die beiden feinsten Gitterauflösungen sind die Verläufe nahezu gleich. Lediglich im oberen Teil des Cavity-Receiver ergeben sich kleine Abweichungen. Um den Fehler möglichst klein zu halten, wurden die folgenden Ergebnisse, sofern nicht anders gekennzeichnet, mit dem feinsten Gitter berechnet.

3.4. Bewertung des Ähnlichkeitsansatzes

Wie bereits in Abschnitt 2.2 beschrieben kann keine exakte Ähnlichkeit erzielt werden, da die Stoffwerte unterschiedlich mit der Temperatur variieren. Außerdem wurde die Prandtl-Zahl bei der Ähnlichkeitsbetrachtung nicht

berücksichtigt. Diese ist allerdings in beiden Fällen ungefähr gleich (Experiment $Pr = 0,73$ und Anwendung $Pr = 0,71$). Die Variation der Dichte ρ , der Viskosität μ , der Wärmeleitfähigkeit k und der Wärmekapazität c_p mit der dimensionslosen Temperatur ist in Abb. 3.10 gezeigt. Einerseits ist die Variation für die Stickstoff-Atmosphäre im kryogenen Windkanal Köln (KKK) gezeigt und andererseits die Variation von Luft ausgehend von der Umgebungstemperatur. Da die Randbedingungen der Temperatur bei der Skalierung durch die Kennzahl Π_T so angepasst wurden, dass die gleiche Variation auftritt, sind die Verläufe der dimensionslosen Dichten mit einer relativen Abweichung $< 1\%$ nahezu identisch. Die Abweichungen im unteren Temperaturbereich sind durch das nicht ideale Verhalten von Stickstoff nahe -173 °C bedingt. Größere Unterschiede treten für die übrigen Stoffgrößen auf. In Abb. 3.10 sind bei der Bewertung die unterschiedlichen Skalen der relativen Abweichung zu beachten. Bei der gewählten Referenztemperatur $T^* = 0,5$ sind die dimensionslosen Stoffgrößen gemäß ihrer Definition gleich 1. Die zugehörigen absoluten Stoffwerte im Referenzzustand sind in Tabelle 3.6 aufgelistet. Ausgehend vom Referenzzustand entwickeln sich die Stoffgrößen jedoch unterschiedlich mit der Temperatur. Die Variation von Viskosität und Wärmeleitfähigkeit folgt in beiden Fällen prinzipiell dem gleichen Trend. Dennoch treten hier Abweichungen von bis zu 10 % auf. Der Verlauf der Wärmekapazität bei den niedrigen Temperaturen unterscheidet sich deutlicher von der bei höheren Temperaturen. Allerdings ist die Variation der Wärmekapazität selbst nicht so stark ausgeprägt, so dass auch in diesem Fall nur Abweichungen $\pm 10\%$ auftreten. Mit dem CFD-Modell steht ein Werkzeug zur Verfügung, mit dessen Hilfe der Einfluss der unterschiedlichen Variation der Stoffwerte besser bewertet werden kann.

Tabelle 3.6.: Stoffwerte im Referenzzustand.

	Kryogene Umgebung	Normale Umgebung
Dichte	$\tilde{\rho}_{\text{ref}} = 1.58 \text{ kg/m}^3$	$\rho_{\text{ref}} = 0.542 \text{ kg/m}^3$
Viskosität	$\tilde{\mu}_{\text{ref}} = 13.8 \text{ }\mu\text{Pa s}$	$\mu_{\text{ref}} = 32.5 \text{ }\mu\text{Pa s}$
Wärmeleitfähigkeit	$\tilde{\lambda}_{\text{ref}} = 19.7 \text{ mW/(m K)}$	$\lambda_{\text{ref}} = 49 \text{ mW/(m K)}$
Wärmekapazität	$\tilde{c}_{p\text{ref}} = 1.04 \text{ kJ/(kg K)}$	$c_{p\text{ref}} = 1.06 \text{ kJ/(kg K)}$

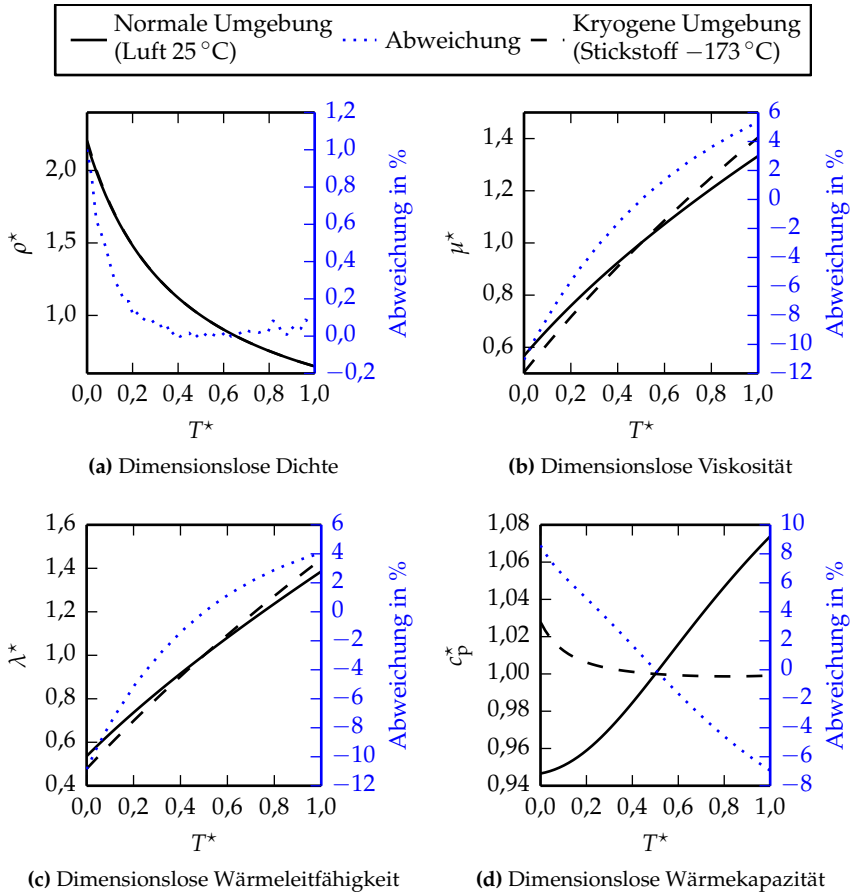


Abbildung 3.10.: Unterschiede in der Variation der Stoffeigenschaften zwischen Experiment und Anwendungsfall. Die Daten für die Fluideigenschaften stammen aus Span et al. [57] bzw. Lemmon et al. [59].

Tabelle 3.7.: Abweichung der Nusselt-Zahlen infolge der unterschiedlichen Variation der Fluideigenschaften. Zusätzlich sind die absoluten konvektiven Verluste für beide Fälle aufgeführt.

	\dot{Q}_{konv}	Nu
KKK	3,86 kW	320
Anwendung	97,9 kW	300

Zum Vergleich wurden Simulationen für den Fall eines horizontalen Receivers bei Seitenwind mit $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und für die Bedingungen im KKK mit einem gemäß Tabelle 3.2 skaliertem Fall durchgeführt. Die Rechnungen wurden im skalierten Fall mit dem größten Gitter durchgeführt. Die Ergebnisse dieses Falles und die Werte für das größte Gitter mit den Randbedingungen des KKK sind in Tabelle 3.7 zusammengefasst. Im hochskalierten Fall sind die Verluste erwartungsgemäß deutlich höher. Ein Vergleich der Nusselt-Zahlen zeigt jedoch nur eine geringe Abweichung von knapp 6,5 %, die auf die unterschiedliche Variation der Stoffwerte zurückzuführen ist.

Auch der Vergleich der wie in Abb. 3.9(a) gewonnenen Verläufe der mittleren dimensionslosen Temperatur zeigt eine sehr gute Übereinstimmung (Abb. 3.11). Auf Grund der unterschiedlichen Temperaturabhängigkeit der Stoffwerte ist die Temperatur im Cavity-Receiver im Anwendungsfall höher als im Fall des kleinen Modells im KKK.

Somit ergeben sich auch die geringeren dimensionslosen Verluste. Dennoch sind die dimensionslosen Wärmeverluste und insbesondere die Phänomene im Cavity-Receiver vergleichbar, so dass eine Übertragung der Ergebnisse auf reale Umgebungsbedingungen möglich ist. Insbesondere sollen im Rahmen der Arbeit nicht die Verluste für eine spezifische Anwendung genau vorhergesagt werden, vielmehr ist das Ziel die relativen Änderungen durch Wind zu bestimmen und ein Modell zu validieren. Hierfür sind die Abweichungen durch die Stoffeigenschaften von untergeordneter Bedeutung.

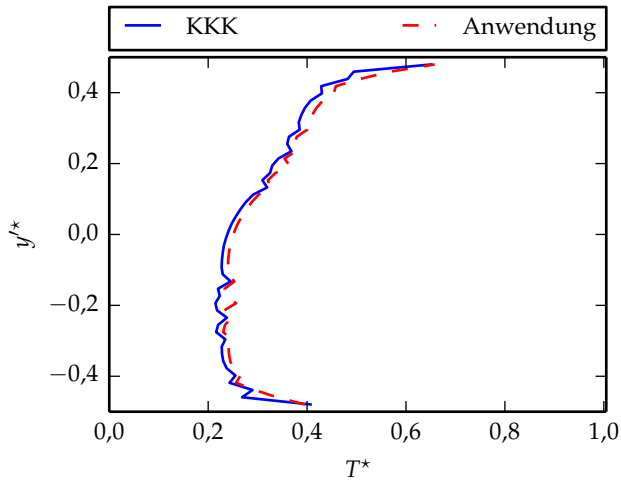


Abbildung 3.11.: Vergleich der Verläufe der mittleren dimensionslosen Temperaturprofile im Modell-Receiver und Anwendungsfall (Windrichtung $\alpha = 90^\circ$ bei horizontaler Ausrichtung und $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$).

4. Ergebnisse

In diesem Kapitel sind die Ergebnisse von Experiment und Simulation zusammengefasst. Zunächst werden die Ergebnisse des Experiments vorgestellt und anschließend die Simulationsergebnisse den experimentellen Resultaten gegenübergestellt. Abschließend werden die simulierten Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilungen genauer beschrieben.

4.1. Experimentelle Ergebnisse

4.1.1. Integrale Ergebnisse

Der Einfluss einer frontalen Anströmung auf die Verluste des Modell-Receivers bei verschiedenen Neigungswinkeln ist in Abb. 4.1 gezeigt. Dargestellt sind die Verluste, repräsentiert durch die dimensionslose Nusselt-Zahl, über der im Kanal eingestellten Geschwindigkeit \tilde{u}_{Wind} . Zusätzlich ist ihr dimensionsloser Wert $\frac{\text{Re}^2}{\text{Gr}}$ auf der oberen Abszisse gezeigt. Die dimensionsbehafteten Verluste \dot{Q}_{konv} wiederum können auf der zweiten Ordinatenachse abgelesen werden. Für einige Bedingungen wurden zwei Messungen zu unterschiedlichen Zeiten durchgeführt, um die Reproduzierbarkeit des Experiments zu prüfen. Dementsprechend sind für einige Parameterkombinationen zwei Messpunkte eingetragen.

Bei der Geschwindigkeit $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 0 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ können die Verluste bei natürlicher Konvektion für die verschiedenen Neigungen abgelesen werden. Mit steigendem Neigungswinkel werden die Verluste deutlich reduziert. Allerdings sind die Verluste für die Neigung $\phi = 60^\circ$ schon derart gering, dass ein Erhöhen des Neigungswinkels auf $\phi = 90^\circ$ nur noch eine kleine absolute Reduktion mit sich bringt.

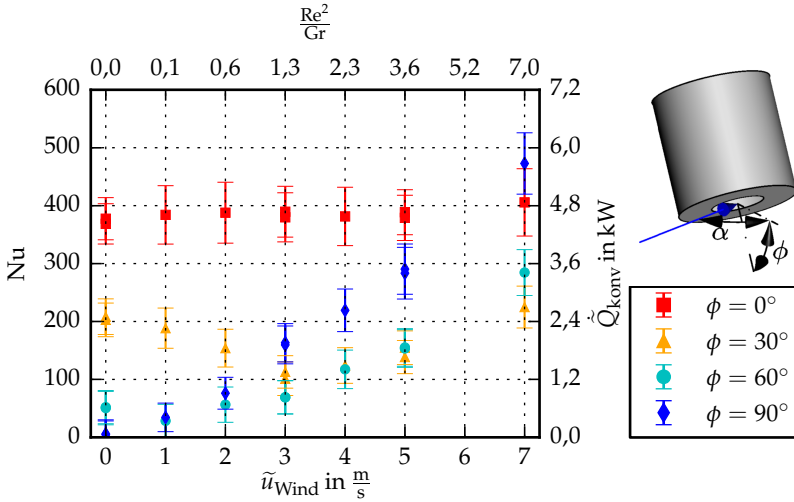


Abbildung 4.1.: Auswirkung einer frontalen Anströmung auf die Verluste des Modell-Receivers bei verschiedenen Neigungswinkeln ϕ .

Für den horizontalen Receiver wird deutlich, dass Wind nur einen geringen Einfluss auf die Verluste hat. Bei niedrigen Geschwindigkeiten steigen die Verluste zunächst geringfügig an. Im Geschwindigkeitsbereich von $\tilde{u}_{Wind} = 2 - 5 \frac{m}{s}$ sind die Verluste nahezu konstant. Die Verluste für die höchste vermessene Geschwindigkeit $\tilde{u}_{Wind} = 7 \frac{m}{s}$ liegen mit $Nu \approx 400$ knapp 9% höher als im Falle von natürlicher Konvektion.

Bei frontaler Anströmung im Falle des um $\phi = 30^\circ$ geneigten Receivers ist ein interessantes Phänomen zu beobachten: Mit steigender Windgeschwindigkeit reduzieren sich zunächst die Verluste und erreichen bei einer Geschwindigkeit von $\tilde{u}_{Wind} \approx 3 \frac{m}{s}$ ein Minimum. Bei dieser Geschwindigkeit gilt für das Verhältnis $\frac{Re^2}{Gr} \approx 1$. Wird die Anströmgeschwindigkeit \tilde{u}_{Wind} weiter erhöht, steigen die Verluste wieder an. Bei der höchsten untersuchten Windgeschwindigkeit $\tilde{u}_{Wind} = 7 \frac{m}{s}$ liegen die Verluste mit $Nu \approx 225$ geringfügig höher als im Falle von natürlicher Konvektion $Nu \approx 200$.

Wird der Modell-Receiver bei dem Neigungswinkel $\phi = 60^\circ$ frontal angeströmt, werden die Verluste zunächst ebenfalls verringert. Die minimalen

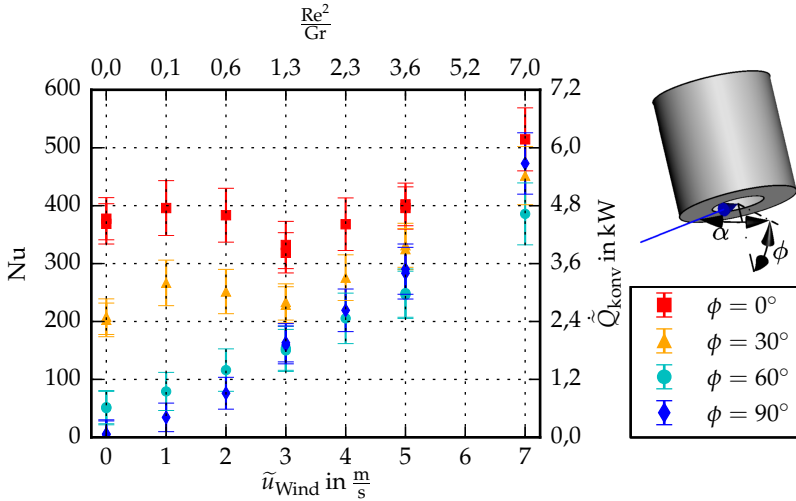


Abbildung 4.2.: Auswirkung einer seitlichen Anströmung ($\alpha = 90^\circ$) auf die Verluste des Modell-Receivers bei verschiedenen Neigungswinkeln ϕ .

Verluste werden in diesem Fall jedoch bereits bei $\tilde{u}_{\text{Wind}} \approx 1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ erreicht. Dies entspricht dem Verhältnis $\frac{\text{Re}^2}{\text{Gr}} \approx 0,14$. Ab dieser Geschwindigkeit steigen die Verluste nahezu linear mit der Windgeschwindigkeit an. Da die Steigung im Falle von $\phi = 60^\circ$ größer ist als im Fall von $\phi = 30^\circ$, sind die Verluste ab einer Geschwindigkeit von $\tilde{u}_{\text{Wind}} \approx 5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ höher als im Falle des weniger geneigten Receivers.

Beim nach unten geöffneten Receiver ($\phi = 90^\circ$) führt Wind direkt zu einem Anstieg der Verluste. Der Anstieg erfolgt nahezu linear mit der Windgeschwindigkeit. Die Steigung der Verluste mit der Windgeschwindigkeit ist größer als in den drei bereits beschriebenen Fällen. Daher übersteigen die Verluste des nach unten geöffneten Receivers, die des mit der Neigung $\phi = 60^\circ$ angeordneten Receivers ab einer Geschwindigkeit von ca. $1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Ab einer Anströmgeschwindigkeit von ca. $3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ hat der nach unten geöffnete Receiver die höchsten Verluste aller geneigten Receiver bei gleicher Anströmung. Für $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 7 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ übersteigen die Verluste im Fall von $\phi = 90^\circ$ auch die des horizontalen Modell-Receivers.

Die Ergebnisse für Seitenwind, die zweite charakteristische Windrichtung, sind in Abb. 4.2 dargestellt. Im Vergleich zur frontalen Anströmung hat Seitenwind einen ausgeprägteren Einfluss auf die Verluste des horizontal ausgerichteten Modell-Receivers. Allerdings erhöht Wind die Verluste nur signifikant bei der höchsten untersuchten Geschwindigkeit. Bei niedrigen Geschwindigkeiten tritt zunächst ein ähnlicher Verlauf auf, der bereits für die Anströmung bei der Windrichtung $\alpha = 0^\circ$ und Neigung $\phi = 30^\circ$ beschrieben wurde. Die Verluste bei einer Windgeschwindigkeit von $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ sind geringfügig höher als die bei natürlicher Konvektion. Steigt die Windgeschwindigkeit weiter, reduzieren sich die Verluste bis auf $\text{Nu} \approx 325$ und damit auf einen geringeren Wert als bei natürlicher Konvektion ($\text{Nu} \approx 370$). Für höhere Geschwindigkeiten steigen die Verluste linear mit der Geschwindigkeit an.

Der Verlauf der Verluste des Modell-Receivers bei $\phi = 30^\circ$ und Seitenwind ähnelt dem des horizontalen Receivers. Allerdings ist der Anstieg der Verluste bei niedrigen Windgeschwindigkeiten stärker ausgeprägt, wohingegen die Reduktion weniger ausgeprägt ist. Daher sind die Verluste im Minimum bei der Anströmgeschwindigkeit von $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ noch höher als bei natürlicher Konvektion. Nach Durchlaufen des Minimums steigen die Verluste ebenfalls linear mit der Geschwindigkeit an. Der Gradient des Anstiegs entspricht nahezu dem des horizontalen Receivers.

Im Fall der Neigung $\phi = 60^\circ$ des Modell-Receivers steigen die Verluste monoton, nahezu linear mit der Anströmgeschwindigkeit an. Der Gradient des Anstiegs entspricht erneut dem der beiden Fälle geringerer Neigung nach Durchlaufen des Minimums.

In Abb. 4.2 ist erneut der Fall des nach unten geneigten Receivers gezeigt. Dieser wurde nur in der Position $\alpha = 0^\circ$ des Drehtellers untersucht, damit das Gestell stromab der Apertur-Öffnung lag. Der Verlauf der Nusselt-Zahl über der Windgeschwindigkeit ähnelt allerdings eher dem Falle von seitlicher Anströmung, da hier die Verluste nahezu linear mit der Windgeschwindigkeit ansteigen. Auch der Gradient des Anstiegs ist dem in den übrigen Fällen bei seitlicher Anströmung ähnlicher als bei frontaler Anströmung. Allerdings ist der Gradient ein wenig höher, so dass die Verluste des nach unten geneigten Receivers leicht über dem des Receivers mit $\phi = 30^\circ$ liegen. Die höchsten Verluste sind jedoch beim horizontalen Receiver zu beobachten.

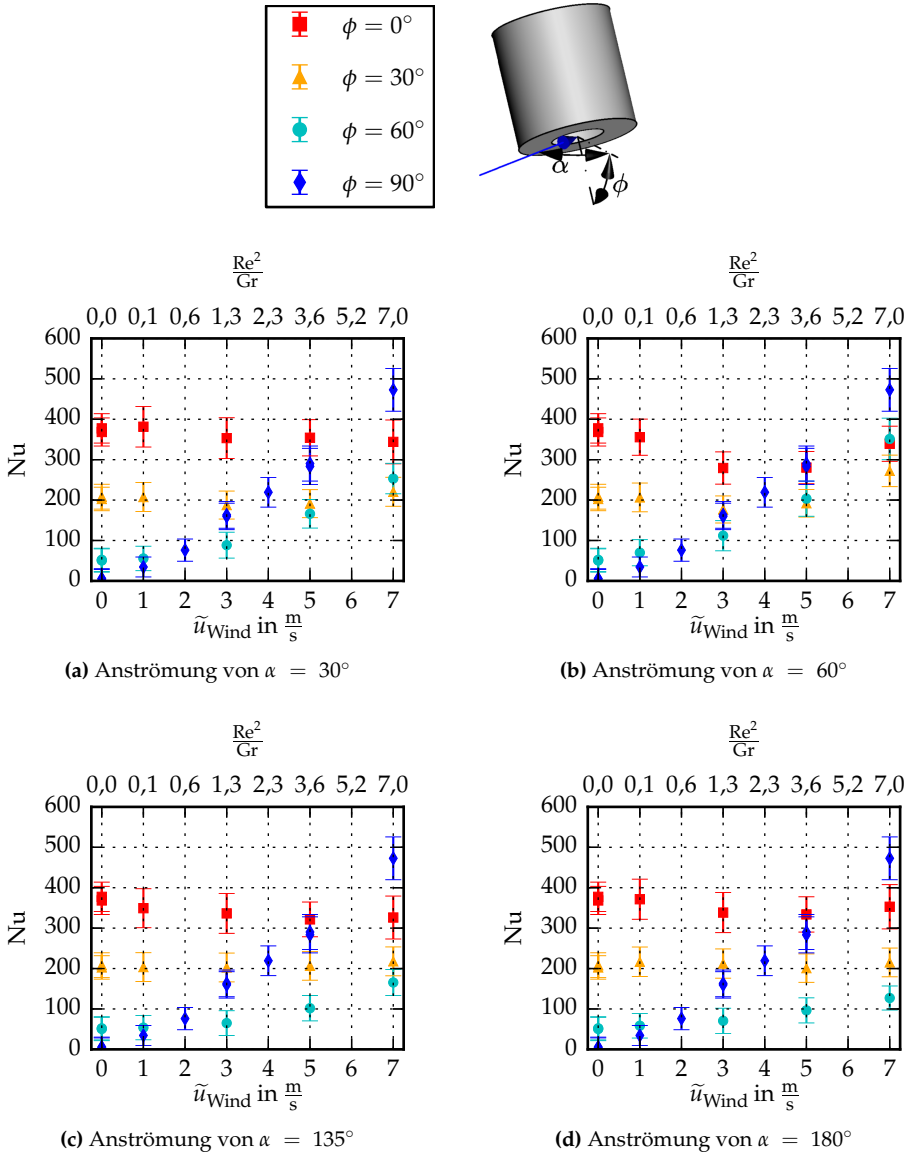


Abbildung 4.3.: Auswirkung weiterer Anströmrichtungen auf die Verluste des Modell-Recievers bei verschiedenen Neigungswinkeln ϕ .

Bei den weiteren untersuchten Windrichtungen $\alpha = 30^\circ$, $\alpha = 60^\circ$, $\alpha = 135^\circ$ und $\alpha = 180^\circ$ finden sich prinzipiell dieselben Phänomene. Die entsprechenden Diagramme des Einflusses der Windgeschwindigkeit finden sich in Abb. 4.3. Der Einfluss von Wind auf den Modell-Receiver ohne Neigung ist sehr gering. In keinem der weiteren Fälle führt Wind zu einer Steigerung der Verluste im Vergleich zum Falle reiner natürlicher Konvektion. Im Fall von $\alpha = 60^\circ$ ist ebenfalls eine deutliche Reduktion der Verluste zu beobachten.

Für den Modell-Receiver bei einem Neigungswinkel von $\phi = 30^\circ$ hat Wind bei den weiteren Windrichtungen nahezu keinen Einfluss. Nur im Fall einer Anströmung aus $\alpha = 60^\circ$ mit der Geschwindigkeit $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 7 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ tritt ein Anstieg um 32% gegenüber natürlicher Konvektion auf. Für den stark geneigten Receiver mit $\phi = 60^\circ$ lassen sich zwei Bereiche definieren: Ein Bereich von geringen Windgeschwindigkeiten, bei denen die Verluste nahezu konstant im Vergleich zum Fall ohne Wind bleiben. Ab einer bestimmten Windgeschwindigkeit steigen die Verluste mit der Windgeschwindigkeit an. Die Geschwindigkeit, ab der die Verluste ansteigen, ist abhängig von der Windrichtung. Für den Fall $\alpha = 30^\circ$ liegt sie im Bereich um $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 1 - 3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, im Fall $\alpha = 60^\circ$ bei $\tilde{u}_{\text{Wind}} \approx 1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und für die rückwärtigen Anströmungen ($\alpha = 135^\circ$ und $\alpha = 180^\circ$) bei $\tilde{u}_{\text{Wind}} \approx 3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$.

Für einen besseren Überblick ist der Einfluss der Windrichtung auf die Verluste des horizontalen Receivers zusätzlich in Abb. 4.4 gezeigt. Wind hat, unabhängig von der Windrichtung, nur einen geringen Einfluss auf die Verluste. Die größte Steigerung im Vergleich zu den Verlusten durch natürliche Konvektion treten bei Seitenwind $\alpha = 90^\circ$ und $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 7 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ auf. Die stärkste Reduktion der Verluste durch Wind ist bei der Windrichtung $\alpha = 60^\circ$ und den Geschwindigkeiten $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ zu beobachten.

Wird der Neigungswinkel des Modell-Receivers auf $\phi = 30^\circ$ erhöht, führt Wind, wie bereits beschrieben, zu einem stärkeren Anstieg der Verluste (vgl. Abb. 4.5). Dies ist insbesondere an der Windrichtung $\alpha = 60^\circ$ zu erkennen, bei der die höchste Windgeschwindigkeit auch zu einer deutlichen Erhöhung der Verluste führt. Die höchsten Verluste treten erneut bei Seitenwind auf. Die stärkste Reduktion der Verluste tritt in diesem Fall bei Frontalwind auf.

Der Einfluss der Windrichtung für den stark geneigten Receiver ($\phi = 60^\circ$) ist in Abb. 4.6 gezeigt. Hier wird erneut deutlich, dass mit den meisten untersuchten

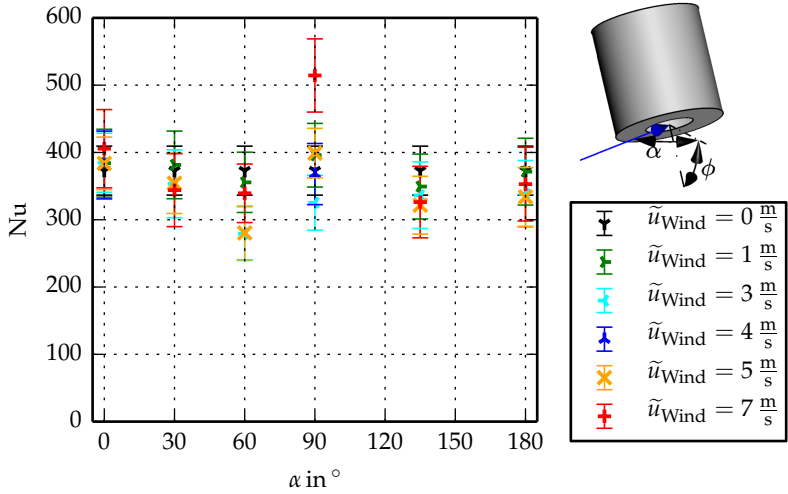


Abbildung 4.4.: Einfluss der Windrichtung α auf die Verluste des horizontal ausgerichteten Modell-Receiver.

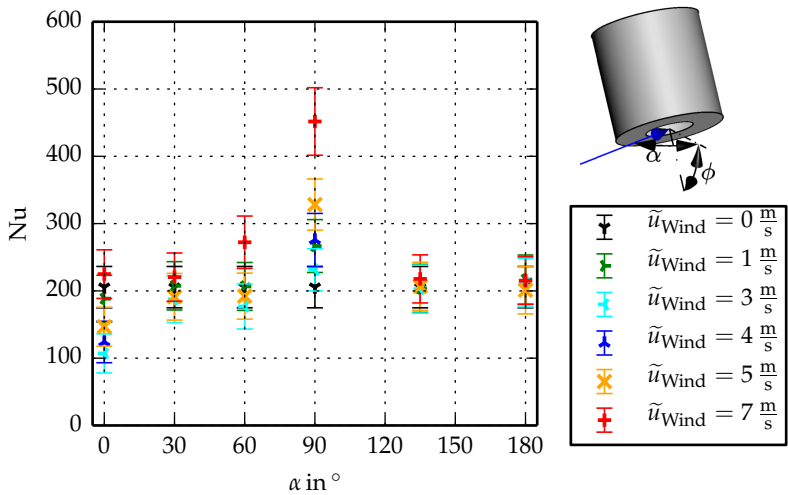


Abbildung 4.5.: Einfluss der Windrichtung α auf die Verluste des mit $\phi = 30^\circ$ geneigten Modell-Receiver.

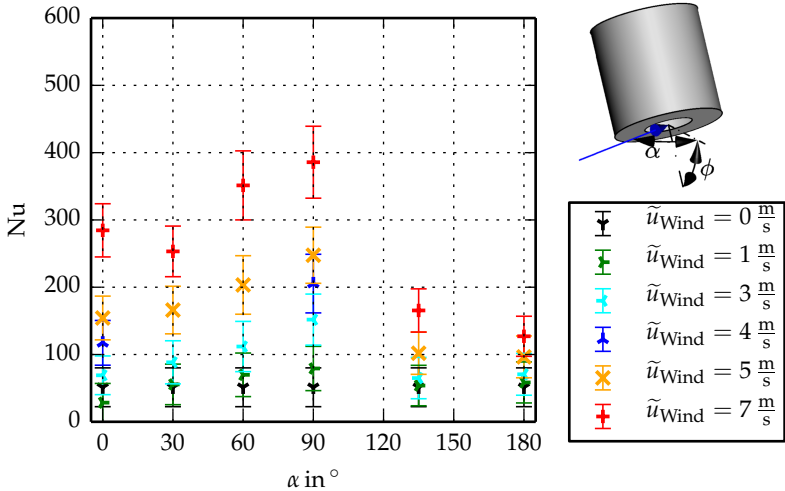


Abbildung 4.6.: Einfluss der Windrichtung α auf die Verluste des mit $\phi = 60^\circ$ geneigten Modell-Receiver.

Anströmbedingungen eine Steigerung der Verluste verbunden ist. Bei einer vorgegebenen Anströmgeschwindigkeit sind die Verluste umso größer, je mehr der Receiver von der Seite angeströmt wird. Die frontale Anströmung verursacht im Vergleich zur rückwärtigen Anströmung höhere Verluste.

4.1.2. Verteilung der Wärmeverluste

In Kapitel 3 wurde bereits beschrieben, dass die Heizfolien im Inneren des Modell-Receiver in verschiedene Heizfläche (HF) unterteilt wurden. In diesem Abschnitt werden nun die Verteilungen der Verluste auf die einzelnen HF für frontale und seitliche Anströmung vorgestellt.

Abb. 4.7 zeigt die Wärmeverluste des Modell-Receiver sowie die Aufteilung der Verluste auf die verschiedenen HF für frontale Anströmung. Die Höhe der Balken entspricht den Gesamtverlusten aus den vorherigen Abbildungen. Zur Darstellung der Verteilung wurde der prozentuale Anteil an den Verlusten jeder einzelnen HF bestimmt und der entsprechende Anteil gekennzeichnet.

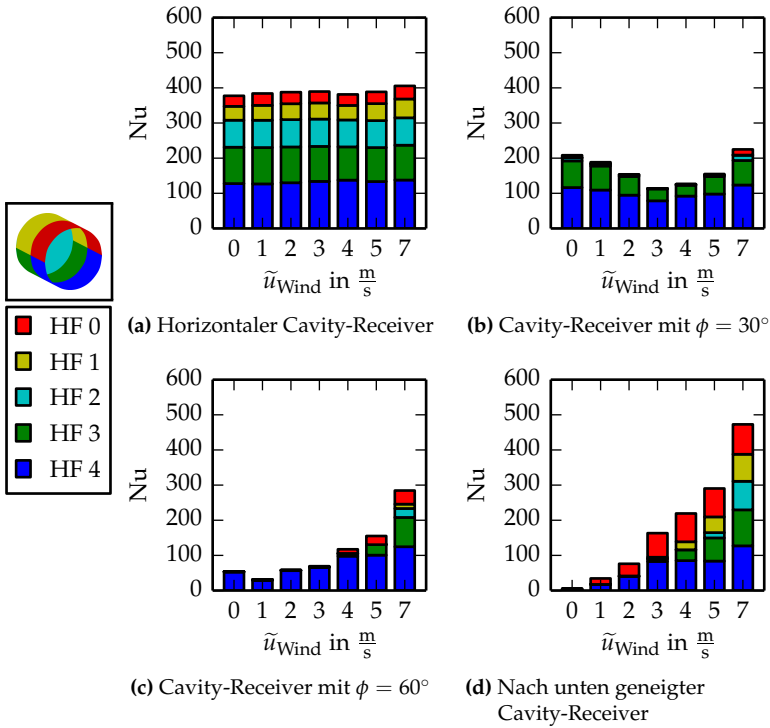


Abbildung 4.7.: Verteilung der Wärmeverluste auf die HF bei frontaler Anströmung.

Im Falle natürlicher Konvektion sind beim horizontalen Receiver alle fünf Zonen an den Verlusten beteiligt (vgl. Abb. 4.7(a)). Allerdings ist der Beitrag der oberen beiden HF (HF 0 und HF 1) zu den Verlusten deutlich geringer als der von den unteren beiden Flächen HF 3 und HF 4. Wind beeinflusst, wie beschrieben, die Verluste des horizontalen Modell-Receivers nur wenig. Gleichzeitig wird die Verteilung der Verluste ebenfalls durch Wind kaum verändert.

Im Falle des leicht geneigten Modell-Receivers ($\phi = 30^\circ$) steuern die unteren beiden HF mit mehr als 90 % den überwiegenden Teil der Verluste bei. Die HF 0 und 2 tragen die fehlenden 10 % der Verluste bei. Der Anteil der HF 1 ist vernachlässigbar klein. Wie beschrieben, verringert Wind die Verluste

des Modell-Receivers. Diese Reduktion geht einher mit einer Reduktion der Verluste jeder einzelnen HF. Der anschließende Anstieg der Gesamtverluste wird durch den Anstieg der Verluste der beiden HF 3 und 4 verursacht. Bei der Geschwindigkeit $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 7 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ ist auch ein Beitrag HF 0 und 2 zu beobachten. Die HF 1 verursacht selbst bei der höchsten untersuchten Geschwindigkeit keine Verluste.

Bei dem um $\phi = 60^\circ$ geneigten Modell-Receiver werden die Verluste nahezu nur durch HF 4 verursacht. Bei einer Geschwindigkeit von $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ reduziert sich der Beitrag dieser HF um gut 40 % und damit fallen auch die Gesamtverluste um den gleichen Betrag. Bei einem weiteren Anstieg der Windgeschwindigkeit ist immer noch HF 4 die einzige HF mit Wärmeverlusten. Deren Anteil steigt wieder auf das Niveau der natürlichen Konvektion. Erst ab einer Anströmgeschwindigkeit von $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ trägt auch HF 0 zu den Verlusten bei, allerdings nur zu einem sehr kleinen Anteil. Wird die Anströmgeschwindigkeit noch weiter gesteigert, steigen auch die Wärmeverluste von HF 0. Zusätzlich trägt bei $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ auch HF 3 zu den Verlusten bei. Die Verluste von HF 4 hingegen bleiben nahezu konstant. Für die höchste untersuchte Geschwindigkeit steigen die Verluste von HF 4 wieder leicht an. Der Anstieg der Gesamtverluste geht jedoch hauptsächlich mit einer Steigerung der Verluste von HF 3 einher. Zusätzlich ist nun auch ein Beitrag von HF 1 und 2 zu beobachten.

Beim nach unten geneigten Receiver $\phi = 90^\circ$ sind die Verluste aller HF bei natürlicher Konvektion vernachlässigbar klein. Mit Wind steigen zunächst die Verluste von HF 0 und 4. Ab einer Geschwindigkeit von $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bleiben die Verluste dieser beiden HF zunächst konstant. Der weitere Anstieg der Gesamtverluste wird durch HF 1 und 3 verursacht. Ab einer Anströmung mit $5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ trägt auch HF 2 zu den Verlusten bei. Bei einer weiteren Erhöhung der Anströmgeschwindigkeit steigen die Verluste aller HF an, insbesondere die der HF 1, 2 und 3.

Der Vergleich der Verteilung für seitliche Anströmung ist in Abb. 4.8 gezeigt. Wie auch bei der frontalen Anströmung, tragen bei dem horizontalen Receiver mit seitlicher Anströmung alle HF zu den Verlusten bei. Wind niedriger Geschwindigkeit steigert zunächst die Verluste der HF 0, 1 und 4. Die Reduktion dagegen geht mit einer Verringerung der Verluste aller HF einher. Der

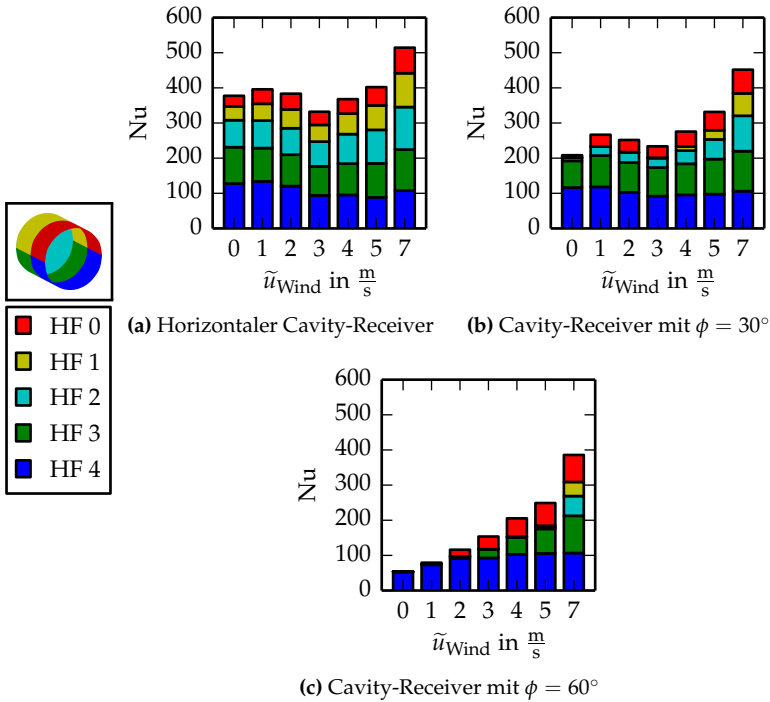


Abbildung 4.8.: Verteilung der Wärmeverluste auf die HF bei seitlicher Anströmung.

anschließende Anstieg der Gesamtverluste mit der Anströmgeschwindigkeit wird hauptsächlich durch einen Anstieg der Verluste in den oberen bzw. hinteren HF verursacht. Die Verluste in HF 4 hingegen bleiben nahezu konstant auf dem Wert des Minimums.

Im Gegensatz zur frontalen Anströmung erhöht sich bei Seitenwind und der Neigung $\phi = 30^\circ$ direkt der Beitrag der oberen HF im Cavity-Receiver. Bei der Reduktion der Verluste für die mittleren Geschwindigkeiten ist wieder eine Verringerung der Wärmeverluste aller Zonen zu beobachten. Beim folgenden Anstieg der Verluste mit der Windgeschwindigkeit trägt ab $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 4 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ auch HF 1 zu den Verlusten bei. Bei frontaler Anströmung sind die Verluste

dieser HF bei allen Anströmgeschwindigkeiten vernachlässigbar. Der Anstieg der Verluste wird erneut hauptsächlich durch die oberen HF verursacht. Die Verluste von HF 4 hingegeben bleiben nahezu konstant.

Bei dem Receiver mit $\phi = 60^\circ$ erhöht Wind zunächst nur die Verluste von HF 4. Im Vergleich zur frontalen Anströmung beginnen die HF 0 und 3 jedoch schon bei geringeren Geschwindigkeiten zu den Verlusten beizutragen ($\tilde{u}_{\text{Wind}} = 1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ gegen $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ für HF 0 und $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 2 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ gegen $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ für HF 3). Ab der Geschwindigkeit, ab der HF 3 einen Beitrag leistet, bleiben die Verluste von HF 4 nahezu konstant. Für Geschwindigkeiten $\tilde{u}_{\text{Wind}} \geq 5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ sind auch die ersten Beiträge von HF 1 und 2 zu erkennen, auch bei niedrigeren Geschwindigkeiten als bei frontalen Anströmung.

Die Verteilungen der Wärmeverluste auf die verschiedenen HF für die weiteren Anströmungsrichtungen sind hier nicht gezeigt. In diesen Fällen finden sich dieselben, hier beschriebenen Phänomene. Zusammenfassend lassen sich zwei Phänomene festhalten, die bei Anströmung des Modell-Receivers zu beobachten sind. Zum einen ein Anstieg der Verluste mit steigender Anströmgeschwindigkeit und zum anderen eine Reduktion der Verluste bei mittleren bis geringen Windgeschwindigkeiten. Die Analyse der Verteilung der Wärmeverluste zeigt, dass der Anstieg der Verluste zunächst mit einem Anstieg in einzelnen HF einhergeht, insbesondere in den vorderen und unteren HF. Es lassen sich für die einzelnen HF kritische Geschwindigkeiten identifizieren, ab der die jeweilige HF neu zu den Verlusten beiträgt. Beginnt eine der hinteren HF zu den Verlusten beizutragen, steigen die Wärmeverluste der angrenzenden, der Apertur näheren HF, ab dieser kritischen Geschwindigkeit nur noch wenig oder bleiben nahezu konstant. Die einer HF zugehörige kritische Geschwindigkeit hängt von der Neigung und der Anströmrichtung ab. Im Gegensatz dazu werden bei einer Reduktion der Verluste alle HF beeinflusst. Dieser Effekt ist bei den oberen und hinteren HF jedoch ausgeprägter.

4.2. Simulationsergebnisse

Für den Vergleich der Simulationsergebnisse mit denen des Experiments wird zunächst auf die gleiche Darstellungsform wie in Abschnitt 4.1 zurückgegrif-

fen, wobei die numerischen Ergebnisse durch die Linien dargestellt sind. Da die Ergebnisse des Experiments bereits ausführlich beschrieben wurden, wird hier der Fokus auf den Vergleich von numerischen und experimentellen Ergebnissen gelegt. Anschließend werden die Ergebnisse des Simulationsmodells genutzt, um einen tieferen Einblick in die Vorgänge im Cavity-Receiver zu erhalten.

4.2.1. Vergleich von Simulation und Experiment

4.2.1.1. Vergleich der integralen Verluste

Der Vergleich des berechneten mit dem gemessenen Einfluss der Anströmgeschwindigkeit auf die konvektiven Verluste ist in Abb. 4.9 für frontale und seitliche Anströmung gezeigt. Im Falle des horizontalen Receivers und frontaler Anströmung zeigt sich auch in den Simulationen ein geringer Einfluss des Windes auf die Verluste. Somit entspricht der simulierte Trend dem des Experiments. Allerdings sind die Verluste in den Simulationen um ca. 20 % niedriger. Beim leicht geneigten Receiver mit $\phi = 30^\circ$ ergibt sich ein ähnliches Bild. Der qualitative Verlauf der Verluste in Abhängigkeit von der Anströmgeschwindigkeit stimmt sehr gut überein. Die Reduktion der Verluste mit Wind in den Simulationen ist ebenfalls zu beobachten. Die absoluten Werte der berechneten Verluste sind bei niedrigen und mittleren Geschwindigkeiten erneut um ca. 10 – 30 % niedriger als im Experiment. Der Anstieg der Verluste für hohe Windgeschwindigkeiten ist ebenfalls geringer. Im Fall der Receiver-Neigung $\phi = 60^\circ$ tritt die im Experiment beobachtete Reduktion der Verluste bei $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ in der Simulation nicht auf. Im weiteren Verlauf mit steigender Windgeschwindigkeit ist der Unterschied zwischen den Simulationen und dem Experiment kleiner als $\pm 15\%$. Für den nach unten geneigten Receiver ist wie im Experiment ein nahezu linearer Anstieg der Verluste mit der Windgeschwindigkeit zu beobachten. Allerdings liegen die simulierten Verluste ab einer Geschwindigkeit $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ unterhalb des Fehlerbandes des Experiments.

Auch bei Seitenwind sind die Verluste des horizontalen Receivers in den Simulationen fast durchgängig kleiner als im Experiment. Der Verlauf der Verluste

über der Windgeschwindigkeit ist wiederum prinzipiell gleich, allerdings sind das lokale Minimum und Maximum schwächer ausgeprägt. Als Folge weichen die Ergebnisse von Simulationen und Experiment beim horizontalen Receiver und niedrigen Geschwindigkeiten um ca. 30 % ab. Bei weiteren untersuchten Anströmgeschwindigkeiten liegt die Abweichung zwischen Experiment und Simulationen, wie schon bei frontalem Wind, bei ungefähr 20 %. Gleiches gilt auch für den Fall mit $\phi = 30^\circ$: Für niedrige Geschwindigkeiten liegen die Abweichungen bei bis zu 50 %. Bei höheren Geschwindigkeiten bei rund 15 %. Die in der Simulation berechneten Verluste des Receivers bei $\phi = 60^\circ$ und Seitenwind liegen durchgehend innerhalb des Fehlerbandes des Experiments.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass die Veränderungen der konvektiven Verluste durch Wind durch das Simulationsmodell gut wiedergegeben werden. Ebenso wie im Experiment wird in den Simulationen ein stärkerer Anstieg der Verluste bei Seitenwind beobachtet. Allerdings sind die auftretenden

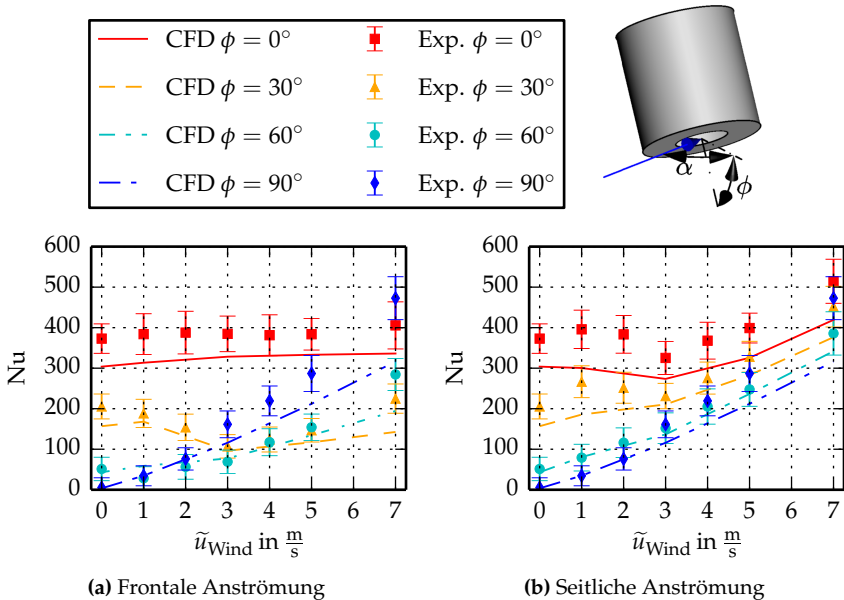


Abbildung 4.9.: Vergleich der Verluste des Modell-Receivers in Experiment und Simulationen bei verschiedenen Neigungswinkeln ϕ .

Minima und Maxima weniger ausgeprägt als in den experimentellen Ergebnissen. Außerdem sind die absoluten Werte der Verluste fast immer niedriger als im Experiment. Für eine detailliertere Analyse werden im Folgenden die Wärmeverluste der einzelnen HF aus Experiment und andererseits aus den Simulationen, verglichen.

4.2.1.2. Vergleich der Verteilungen der Wärmeverluste

Ein Vergleich zwischen der gemessenen und simulierten Verteilung der Heizleistung auf die verschiedenen Flächen ist in Abb. 4.10 für frontale Anströmung gezeigt. Für den horizontalen Receiver (Abb. 4.10(a)) zeigt sich erneut, dass die berechneten Verluste niedriger sind als die im Experiment gemessenen Verluste. Allerdings stimmt die simulierte Verteilung der Wärmeverluste auf die verschiedenen Zonen mit der gemessenen Verteilung weitgehend überein. Dies bedeutet, dass die Verluste jeder einzelnen HF in den Simulationen kleiner sind als im Experiment. Diese Aussage gilt für alle Anströmgeschwindigkeiten. Auch in den Simulationen wird die Verteilung der Verluste durch Wind nahezu nicht beeinflusst.

Der Vergleich von Experiment und Simulationen für den Fall mit der Neigung $\phi = 30^\circ$ und frontaler Anströmung ist in Abb. 4.10(b) gezeigt. Auch hier wird die Verteilung der Verluste auf die HF gut wiedergegeben: Der Großteil der Verluste entfällt auf die HF 3 und 4. Im Vergleich zum Experiment haben die oberen Zonen in der Simulation mit 11 % gegenüber 4 % einen leicht höheren Beitrag zu den Verlusten. Bei Wind bis $\tilde{u}_{\text{Wind}} \leq 3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ reduzieren sich, wie im Experiment, die Verluste aller HF. Beim Anstieg der Verluste bei weiter ansteigender Anströmgeschwindigkeit ist der Anstieg in den HF 3 und 4 in den Simulationen kleiner als im Experiment.

Die Ergebnisse des Vergleichs für die Neigung $\phi = 60^\circ$ bei frontaler Anströmung sind in Abb. 4.10(c) gezeigt. In beiden Fällen wird für reine natürliche Konvektion der größte Teil der Verluste durch HF 4 verursacht. Wie bereits in Abschnitt 4.2.1.1 beschrieben, tritt die Reduktion der Verluste unterhalb des Niveaus von natürlicher Konvektion in der Simulation nicht auf. Daher sind die Verluste von HF 4 in der Simulation für die Anströmgeschwindigkeit $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ deutlich höher als im Experiment. Für diese Geschwindigkeit

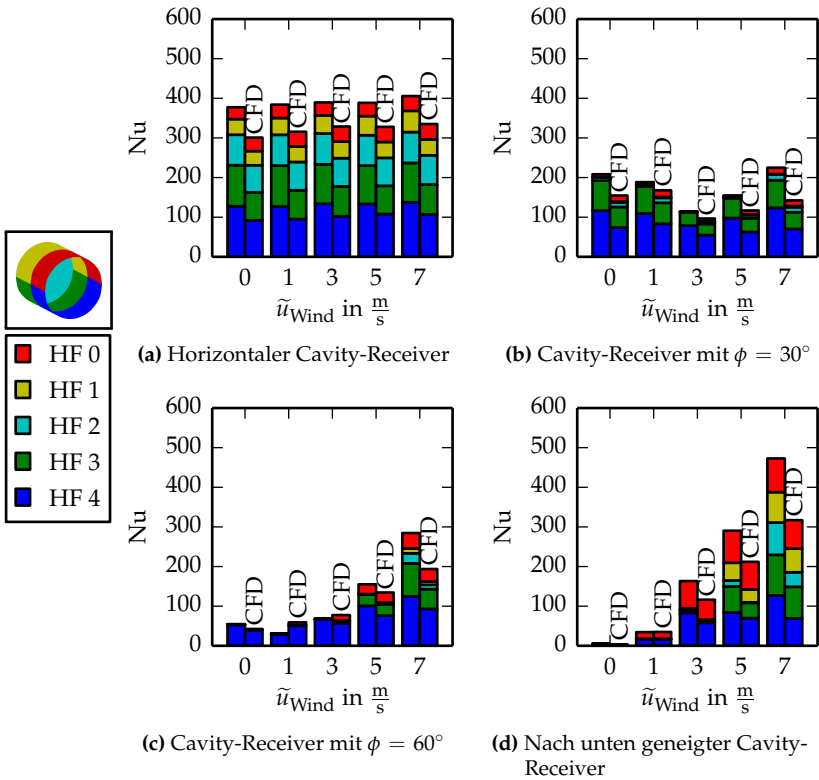


Abbildung 4.10.: Vergleich der Verteilung der Wärmeverluste auf die verschiedenen HF in Experiment und Simulationen bei frontaler Anströmung $\alpha = 0^\circ$.

ist in der Simulation bereits ein Anstieg der Verluste von HF 3 zu beobachten. Für die Anströmgeschwindigkeit $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ treten in der Simulation auch die ersten Verluste von HF 3 auf. Dies war im Experiment erst bei $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 4 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ beobachtet worden (Abb. 4.7(c)). Bei der Anströmgeschwindigkeit auf $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ sind die Verteilungen sehr ähnlich.

Für den nach unten geneigten Receiver und natürliche Konvektion sind sowohl in der Simulation als auch im Experiment die konvektiven Verluste vernachlässigbar klein. Daher sind die Verteilungen auch nicht sinnvoll zu vergleichen. Bei der geringsten Anströmgeschwindigkeit $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ ergibt sich eine nahezu perfekte Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment. Bei höheren Geschwindigkeiten steigen die Verluste in den Simulationen langsamer an, die Verteilung der Wärmeverluste bleibt jedoch ähnlich. Anders als im Experiment ist bei der Anströmgeschwindigkeit $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ kein Beitrag der HF 2 zu beobachten.

Die Vergleiche der Verteilungen der Wärmeverluste auf die verschiedenen Zonen im Falle von Seitenwind ist in Abb. 4.11 gezeigt. Für den horizontalen Cavity-Receiver bei Seitenwind gelten dieselben Aussagen wie bei frontaler Anströmung: Die Verteilung der Verluste im Cavity-Receiver wird gut wiedergegeben. In der Simulation sind wie im Experiment bei der Reduktion der Verluste alle Zonen betroffen.

Bei einer Neigung von $\phi = 30^\circ$ des Modell-Receiver sind die Verteilungen von Experiment und Simulationen wiederum ähnlich. Die Verluste von HF 4 nehmen bei der Steigerung der Geschwindigkeit auf $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ zunächst zu. Bei einer weiteren Steigerung der Geschwindigkeit auf $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ werden die Verluste dieser HF im Experiment und Simulation kleiner. Die Reduktion ist im Experiment ausgeprägter. Daher wird die Reduktion der Verluste dieser HF in der Simulation durch den Anstieg der Verluste der anderen HF egalisiert, so dass die Verluste monoton mit der Windgeschwindigkeit ansteigen. Sowohl in den Simulationen als auch im Experiment bleiben bei weiterer Steigerung der Anströmgeschwindigkeit die Verluste von HF 4 ungefähr auf dem gleichen Niveau. Bei der Geschwindigkeit $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ beginnt in der Simulation bereits HF 1 zu den Verlusten beizutragen. Im Experiment ist erst ab $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ ein Beitrag von HF 1 festzustellen. Somit sind bei dieser Geschwindigkeit sowohl in der Simulation als auch im Experiment alle HF an

den Wärmeverlusten beteiligt. Mit Ausnahme der HF 1 sind die simulierten niedriger als die experimentell bestimmten Verluste.

Im Falle der Neigung von $\phi = 60^\circ$ und seitlicher Anströmung von $1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ trägt in der Simulation HF 0 schon mit 18 % zu den Verlusten bei. Auch HF 3 hat mit 7 % einen kleinen Teil der Verluste. Im Experiment dominiert HF 4 mit einem Anteil von über 90 %. Bei $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ stimmen die prozentualen Anteile der einzelnen HF gut überein, auch wenn die Gesamtverluste in der Simulation geringer sind. Bei der Geschwindigkeit $5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ sind im Experiment und Simulation alle HF an den Verlusten beteiligt. In der Simulation ist der Anteil von HF 1 und 2 höher als im Experiment. Die übrige Verteilung ist ähnlich. Wie schon im Experiment beobachtet, bleiben die Verluste von HF 4 relativ konstant, nachdem HF 3 signifikant zu den Verlusten beiträgt.

Insgesamt sind die absoluten Wärmeverluste der einzelnen HF in den Simulationen fast durchgehend kleiner als im Experiment. Gleichzeitig stimmen die Anteile der einzelnen HF an den gesamten Wärmeverlusten jedoch in fast allen Fällen in den Simulationen und dem Experiment gut überein. Dies bedeutet, dass auch die in Abschnitt 4.1.2 beschriebenen, grundlegenden Phänomene zu beobachten sind. Die kritischen Geschwindigkeiten, ab denen weitere HF zu den Verlusten beitragen, sind allerdings in den meisten Fällen etwas kleiner als im Experiment. Da in den Simulationen die Verluste der neu beitragenden HF zunächst sehr klein sind, sind die damit verbundenen Unterschiede in den relativen Anteilen zwischen Experiment und den Simulationen gering.

4.2.2. Temperatur- und Geschwindigkeitsfeld im Cavity-Receiver

Für den Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen wurden im vorherigen Abschnitt zunächst die integralen Ergebnisse des Simulationsmodells und anschließend die simulierten Verteilungen der Verluste auf die HF vorgestellt. Anders als mit Experimenten kann mit Hilfe simulierter Temperatur- und Geschwindigkeitsfelder ein tieferer und umfassenderer Einblick in die Vorgänge innerhalb des Cavity-Receiver gewonnen werden. In Abb. 4.12 ist das Temperaturfeld in der vertikalen mittleren Ebene durch den Cavity-Receiver gezeigt. Die Geschwindigkeiten sind zusätzlich durch den Vektorplot veranschaulicht.

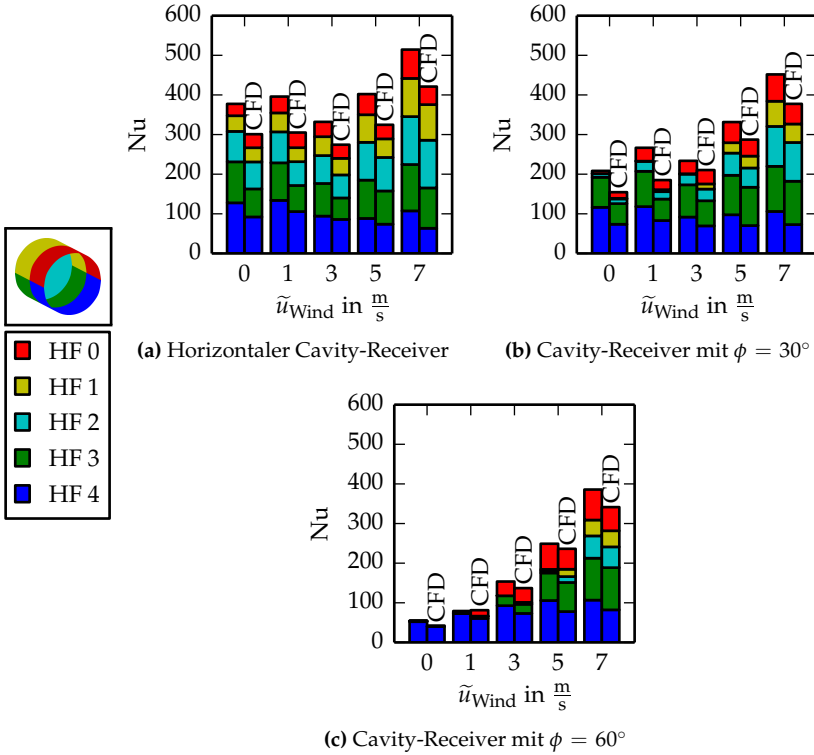
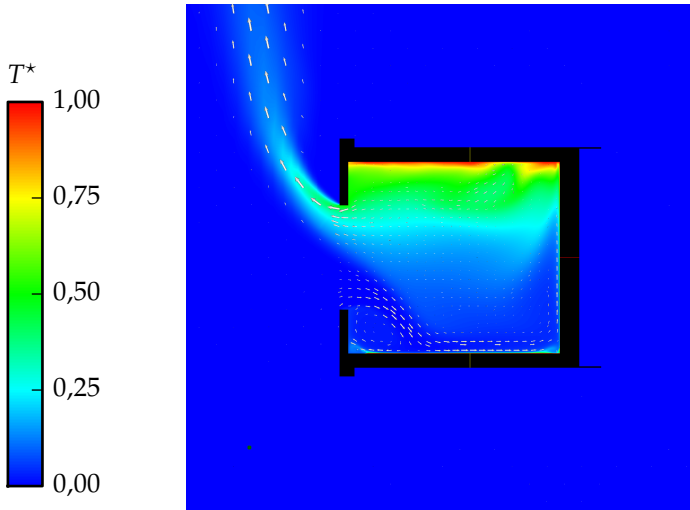


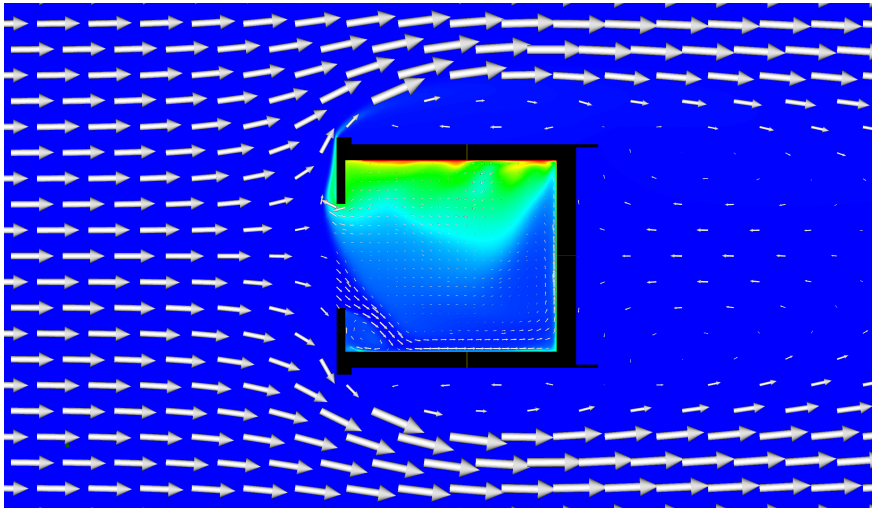
Abbildung 4.11.: Vergleich der Verteilung der Wärmeverluste auf die verschiedenen HF in Experiment und Simulationen bei seitlicher Anströmung $\alpha = 90^\circ$.

Im Falle natürlicher Konvektion (vgl. Abb. 4.12(a)) dringt im unteren Teil der Apertur kaltes Fluid in das Innere des Cavity-Receiver ein. Durch die scharfe Erweiterung vom inneren Durchmesser des Aperturdeckels auf den Innendurchmesser des Cavity-Receiver bildet sich im unteren vorderen Teil des Cavity-Receiver ein Wirbel, der sich im Uhrzeigersinn dreht. Da der Wirbel Kontakt zur Wand hat, wird Wärme an die Öffnung transportiert, wo sich das warme Fluid mit dem eintretenden Fluid vermischt. Ein Großteil des eintretenden Fluids fließt oberhalb des Wirbels in das Innere. Dieser Teil des Fluids bewegt sich entlang der hinteren Zweidrittel der heißen Cavity-Wand. Durch den Kontakt mit den heißen Wänden heizt sich das Fluid auf und steigt anschließend an der Rückseite nach oben, an der es sich noch weiter erwärmt. Im oberen Teil des Inneren des Cavity-Receiver befindet sich warmes Fluid. Das aufsteigende Fluid dringt in diesen Bereich ein, fließt jedoch anschließend größtenteils unterhalb dieser Zone zur Apertur-Öffnung. Dort verlässt es im oberen Bereich den Receiver. Auffällig ist, dass die Ausdehnung des Fluidstromes nur einen kleinen Teil des Inneren ausmacht. In dieser Ebene ist der überwiegende Teil durch warmes Fluid belegt, das zur Apertur-Öffnung strömt.

Wenn der Receiver frontal angeströmt wird, ändert sich die Strömung im Inneren des Cavity-Receiver kaum (vgl. Abb. 4.12(b)). Das kalte Fluid dringt direkter in das Innere ein, wodurch der Eingangswirbel kleiner ausfällt. Das Geschwindigkeitsniveau im Inneren des Cavity-Receiver ist jedoch nahezu unverändert. Für eine Analyse der weiteren Fälle wird wiederum auf den Verlauf der mittleren Temperatur aus Abschnitt 3.3.3 (vgl. Abb. 3.9(a)) zurückgegriffen. Dabei wird die mittlere Temperatur in horizontalen Ebenen des Cavity-Receiver als Funktion der vertikalen Achse dargestellt. Für den horizontal ausgerichteten Fall bei frontaler Anströmung ergeben sich die Verläufe aus Abb. 4.13. Die horizontale Ebene durch den oberen Apertur-Rand ist durch eine gestrichelte Linie gekennzeichnet. In dieser Darstellung finden sich die oben beschriebenen Charakteristika der Temperaturverteilung wieder. Diese lassen sich auf die weiteren Anströmgeschwindigkeiten verallgemeinern: Durch die Anströmung verändert sich die Temperaturverteilung im Inneren nur geringfügig. Oberhalb des oberen Randes der Apertur sinkt die Temperatur leicht mit steigender Anströmgeschwindigkeit.



(a) Natürliche Konvektion



(b) Anströmgeschwindigkeit $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$

Abbildung 4.12.: Ausschnitt der Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung in der vertikalen mittleren Ebene im horizontal ausgerichteten Modell-Receiver bei frontaler Anströmung. In beiden Darstellungen ist die Geschwindigkeit gleich skaliert.

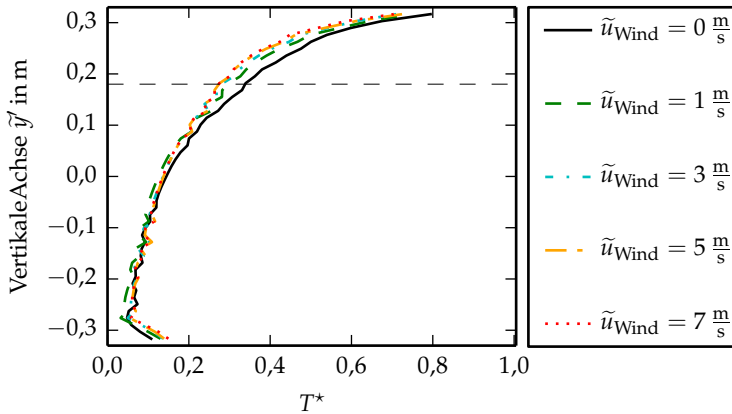
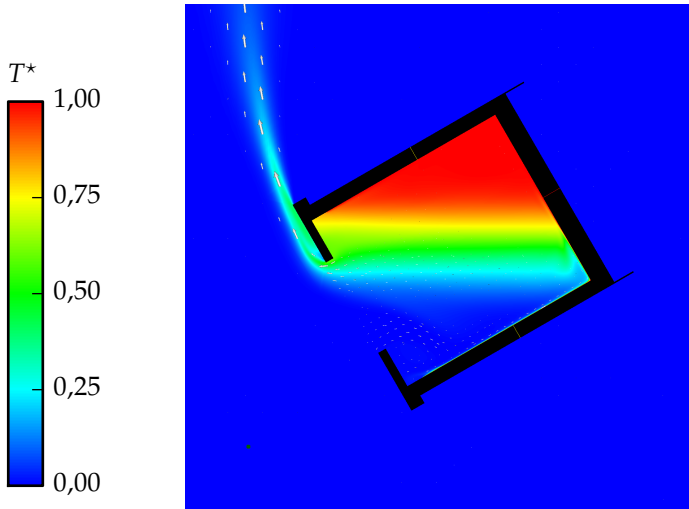
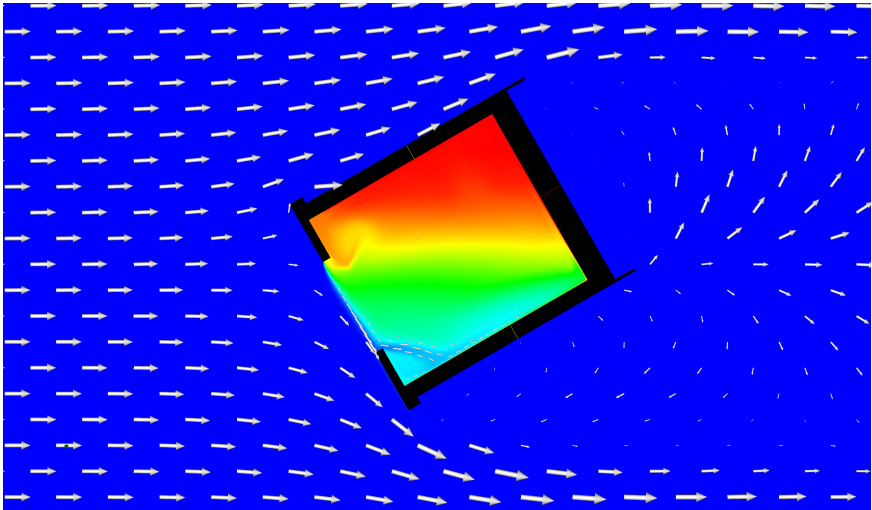


Abbildung 4.13.: Verlauf der mittleren Temperatur im horizontal ausgerichteten Modell-Receiver bei frontaler Anströmung. Die dünne gestrichelte Linie zeigt die Position der horizontalen Ebene durch den oberen Apertur-Rand.

Die kombinierten Temperatur- und Vektordarstellungen für den Receiver mit einem Neigungswinkel von $\phi = 30^\circ$ bei frontaler Anströmung sind in Abb. 4.14 gezeigt. Bei natürlicher Konvektion stellt sich ein ähnliches Strömungsbild wie beim horizontalen Receiver ein. Im unteren Bereich der Apertur strömt das kalte Fluid ein. Wie im horizontalen Fall bildet sich ein Eingangswirbel. In diesem Fall sind die Geschwindigkeiten allerdings deutlich geringer. Im Bereich oberhalb der Apertur-Öffnung bildet sich eine Schichtung aus, in deren oberen Bereich die Temperatur des Fluids der Wandtemperatur entspricht. Das kalte Fluid, das in den unteren Bereich des Cavity-Receivers eindringt, bleibt auch nach dem Aufsteigen an der Rückseite unterhalb der horizontalen Ebene, die durch den oberen Rand der Apertur geht. Die verschiedenen Zonen finden sich auch im Verlauf der mittleren Temperatur wieder (Abb. 4.15). Da der Receiver gedreht wurde, das Bezugskordinatensystem x' , y' jedoch unverändert bleibt (vgl. Abb. 3.9(a)), ändert sich die auf der Ordinate dargestellte Skala. Im oberen Drittel ist ein Bereich annähernd so warm wie die Wandtemperatur. Im unteren Bereich hat das Fluid annähernd Umgebungstemperatur. Dazwischen fällt die Temperatur fast linear vom hohen Niveau auf das der Umgebungstemperatur. Wird der Cavity-Receiver mit dieser Neigung frontal



(a) Natürliche Konvektion



(b) Anströmgeschwindigkeit $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$

Abbildung 4.14.: Ausschnitt der Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung in der vertikalen mittleren Ebene im Modell-Receiver bei der Neigung $\phi = 30^\circ$ und frontaler Anströmung.

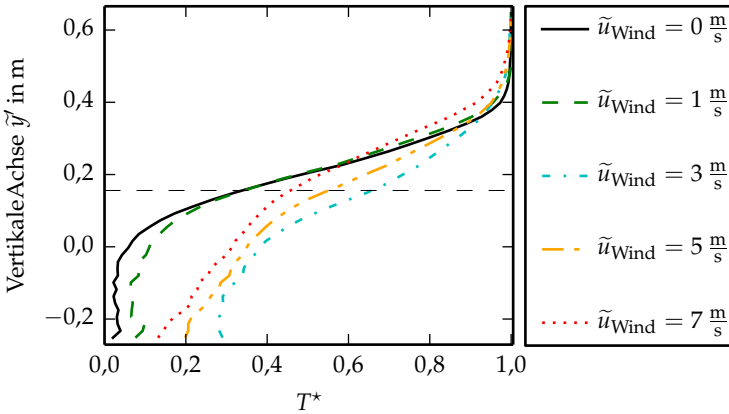


Abbildung 4.15.: Verlauf der mittleren Temperatur im Modell-Receiver bei der Neigung $\phi = 30^\circ$ und frontaler Anströmung. Die dünne gestrichelte Linie zeigt die Position der horizontalen Ebene durch den oberen Apertur-Rand.

angeströmt, reduzieren sich, wie in Abschnitt 4.1.1 und Abschnitt 4.2.1.1 beschrieben, die Verluste unterhalb des Niveaus natürlicher Konvektion. In der Temperaturverteilung zeigt sich, dass bei Wind die Temperatur im unteren Bereich des Cavity-Receiver ansteigt. In den untersuchten Fällen ist die Temperatur für die Anströmgeschwindigkeit $\tilde{u}_{Wind} = 3 \frac{m}{s}$ maximal. Mit steigender Anströmgeschwindigkeit nimmt sie wieder ab, bleibt aber auf einem höheren Niveau als bei natürlicher Konvektion. Im Temperatur-Geschwindigkeits-Plot zeigt sich, dass die Anströmung durch den Apertur-Ring umgelenkt wird und das Fluid von oben nach unten parallel zur Apertur-Öffnung strömt (Abb. 4.14(b)).

Bei einer Neigung des Cavity-Receiver von $\phi = 60^\circ$ lassen sich für natürliche Konvektion wiederum drei Bereiche identifizieren (Abb. 4.16): In den oberen Zweidritteln des Cavity-Receiver entspricht die Fluidtemperatur fast der Wandtemperatur. Im mittleren Bereich fällt die Temperatur näherungsweise linear auf die Umgebungstemperatur ab. Im untersten Bereich hat das Fluid durchgehend Umgebungstemperatur. Frontale Anströmung führt erneut zu einem Anstieg der Temperatur des Fluids im unteren Bereich. Gleichzeitig verkleinert sich der Bereich mit der hohen Temperatur im oberen Bereich der

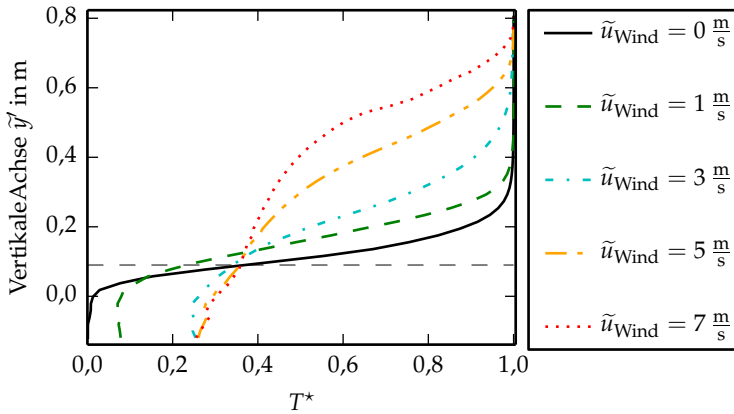
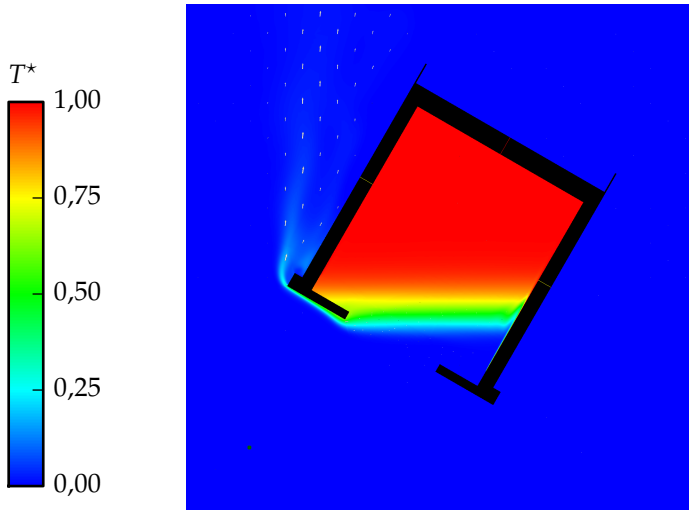


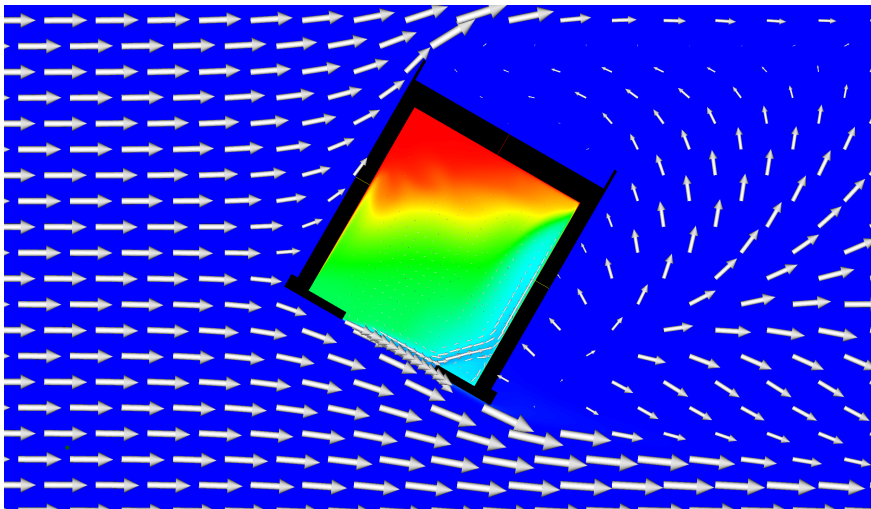
Abbildung 4.16.: Verlauf der mittleren Temperatur im Modell-Receiver bei der Neigung $\phi = 60^\circ$ und frontaler Anströmung. Die dünne gestrichelte Linie zeigt die Position der horizontalen Ebene durch den oberen Apertur-Rand.

Cavity auf Kosten des Bereichs, in dem die Temperatur abfällt. Dies bedeutet, dass der Temperaturgradient in diesem Bereich mit der Anströmgeschwindigkeit fällt. Im kombinierten Geschwindigkeits-Temperatur-Plot (Abb. 4.17) zeigt sich, dass das anströmende Fluid ebenfalls durch den Apertur-Ring umgelenkt wird und anschließend parallel zur Apertur-Öffnung strömt. Ein Teil dringt jedoch in das Innere des Cavity-Receiver ein und strömt entlang der unteren Cavity-Wand. Die Temperatur im Inneren des geneigten Receivers mit Anströmung ist weiterhin in nahezu horizontalen Ebenen geschichtet.

Beim nach unten geneigten Cavity-Receiver (Abb. 4.18) verschwindet die Zone mit Umgebungstemperatur. Bei natürlicher Konvektion sind fast 80 % der Inneren Cavity mit Fluid mit der Wandtemperatur T_{Wand} gefüllt. Im restlichen Teil fällt die Temperatur nahezu linear ab. Eine äußere Strömung verkleinert den Bereich der hohen Temperatur und vergrößert den Bereich, in dem die Temperatur abfällt. Anders als beim Fall mit $\phi = 60^\circ$ ist beim nach unten geneigten Receiver ab einer Anströmgeschwindigkeit von $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ der Bereich, in dem die Fluidtemperatur der Wandtemperatur entspricht, verschwunden. Beim Fall mit der Neigung $\phi = 60^\circ$ ist bei dieser Geschwindigkeit



(a) Natürliche Konvektion



(b) Anströmgeschwindigkeit $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$

Abbildung 4.17.: Ausschnitt der Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung in der vertikalen mittleren Ebene des Modell-Recievers bei der Neigung $\phi = 60^\circ$ und frontaler Anströmung. In beiden Darstellungen ist die Geschwindigkeit gleich skaliert.

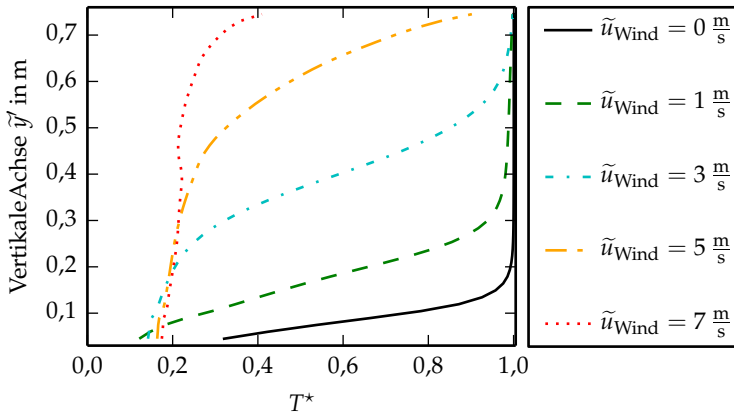


Abbildung 4.18.: Verlauf der mittleren Temperatur im Modell-Receiver bei der Neigung $\phi = 90^\circ$. Die Apertur-Ebene liegt bei $y' = 0$ m.

noch ein kleiner Bereich mit konstant hoher Temperatur im oberen Bereich der Cavity zu beobachten.

Die Auswirkungen von Seitenwind auf die Temperaturverteilung im horizontal ausgerichteten Cavity-Receiver sind in Abb. 4.19 gezeigt. Der Temperaturverlauf im Falle natürlicher Konvektion entspricht dem aus Abb. 4.13. Die seitliche Anströmung führt bis zur Geschwindigkeit $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ zu einem Anstieg der Temperatur im unteren Bereich. Für höhere Geschwindigkeiten sinkt die Temperatur wieder ab, im oberen Bereich zum Teil sogar unter das Niveau bei natürlicher Konvektion. Im unteren Bereich bleibt die Temperatur jedoch höher als im Fall von reiner natürlicher Konvektion. Für die beiden höchsten Geschwindigkeiten ist die Temperaturverteilung in diesem Bereich praktisch identisch.

Die Verläufe der mittleren dimensionslosen Temperatur für die Neigungswinkel $\phi = 30^\circ$ und $\phi = 60^\circ$ bei seitlicher Anströmung sind in Abb. 4.20 und 4.21 gezeigt. Trotz der seitlichen Strömung ist das Fluid unterschiedlicher Temperatur wie schon bei der frontalen Anströmung in annähernd horizontalen Ebenen geschichtet. Dies ist an den beiden Schnitten durch den Cavity-Receiver mit der Neigung $\phi = 60^\circ$ bei einer Anströmung mit $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ in Abb. 4.22 zu sehen. Daher kann die Temperaturverteilung im Inneren weiterhin durch

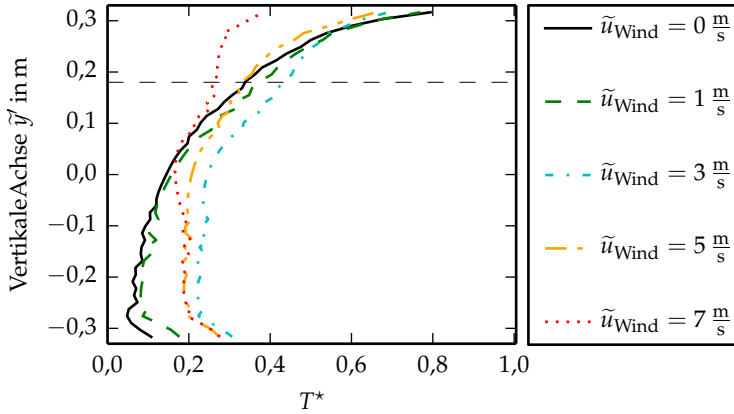


Abbildung 4.19.: Verlauf der mittleren Temperatur im Modell-Receiver bei der Neigung $\phi = 0^\circ$ und seitlicher Anströmung. Die dünne gestrichelte Linie zeigt die Position der horizontalen Ebene durch den oberen Apertur-Rand.

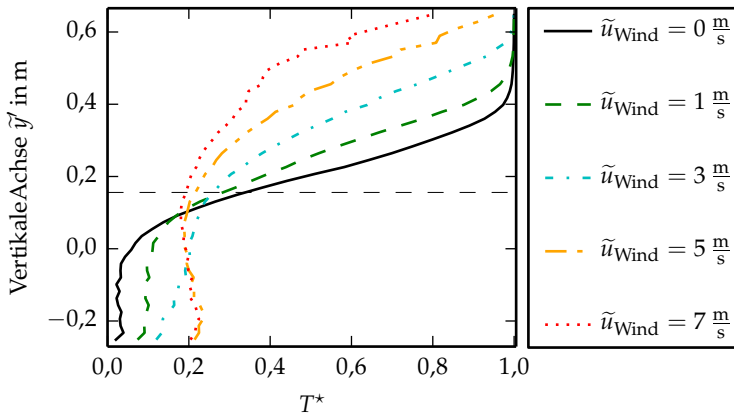


Abbildung 4.20.: Verlauf der mittleren Temperatur im Modell-Receiver bei der Neigung $\phi = 30^\circ$ und seitlicher Anströmung. Die dünne gestrichelte Linie zeigt die Position der horizontalen Ebene durch den oberen Apertur-Rand.

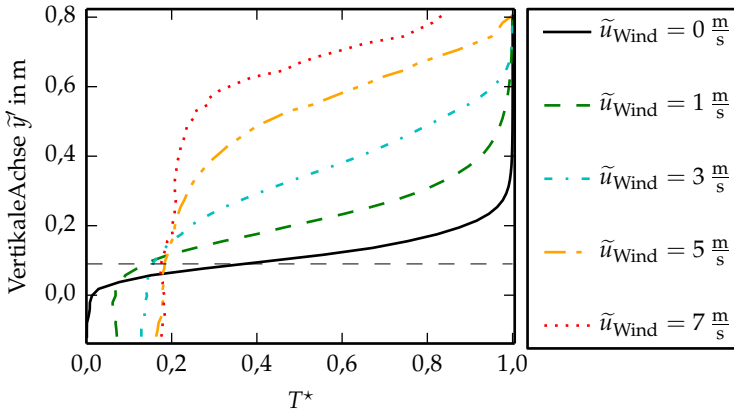


Abbildung 4.21.: Verlauf der mittleren Temperatur im Modell-Receiver bei der Neigung $\phi = 60^\circ$ und seitlicher Anströmung. Die dünne gestrichelte Linie zeigt die Position der horizontalen Ebene durch den oberen Apertur-Rand.

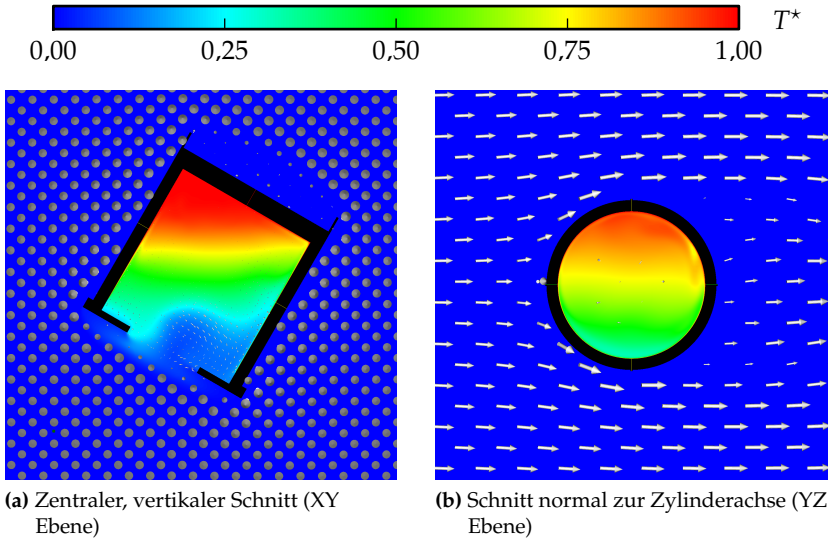


Abbildung 4.22.: Temperaturverteilung im Inneren des Cavity-Receiver bei $\phi = 60^\circ$ und Seitenwind. Die Schichtung der Temperatur ist auch bei diesen Bedingungen in horizontalen Ebenen.

die mittleren Temperaturverläufe verglichen werden. Die auftretenden Phänomene sind ähnlich zur frontalen Anströmung. Einerseits verkleinert sich der Bereich mit heißem Fluid im oberen Teil des Cavity-Receiver. Gleichzeitig wird der Bereich, in dem die Temperatur abfällt, größer. Andererseits steigt die Temperatur im unteren Bereich des Receivers an. In beiden Fällen ist ab einer Anströmgeschwindigkeit von $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ kein Bereich mehr zu beobachten, in dem die Fluidtemperatur der Wandtemperatur entspricht. Auch hier ist für die beiden Anströmgeschwindigkeiten $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 7 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ der Temperaturverlauf im unteren Bereich nahezu gleich.

Insgesamt können zwei Phänomene identifiziert werden: Zum einen verkleinert Wind in den meisten Fällen, insbesondere bei stark geneigten Receivern, den Bereich hoher Temperatur im oberen Teil der Cavity. Zum anderen steigt bei Wind im mittleren untersuchten Geschwindigkeitsbereich, der parallel zur Apertur-Ebene strömt, die Temperatur im unteren Teil der Cavity an. Beide Phänomene können auch gleichzeitig auftreten.

5. Diskussion

Ein Ziel dieser Arbeit ist, die Datenbasis für die Verluste von Cavity-Receivern bei Wind zu erweitern. Mit den vorgestellten Ergebnissen kann im Folgenden eine erste Bewertung der Bedeutung von Wind für Cavity-Receiver verschiedener Neigungswinkel vorgenommen werden. Zusätzlich lassen die Ergebnisse Rückschlüsse auf die Vorgänge im Inneren des Cavity-Receiver zu, die in diesem Kapitel ebenfalls erörtert werden. Außerdem werden die aktuellen Ergebnisse im Kontext bereits durchgeführter Studien diskutiert, um zu prüfen, inwieweit die aktuellen Ergebnisse verallgemeinert werden können. Abschließend wird anhand des Vergleichs der experimentellen und simulativen Ergebnisse die zweite Fragestellung dieser Arbeit diskutiert, ob CFD-Simulationen zur Berechnung der konvektiven Verluste mit Wind eingesetzt werden können.

5.1. Bewertung des Windeinflusses

Aus den experimentellen und numerischen Ergebnissen für die Wärmeverluste von Cavity-Receivern bei Wind lässt sich die gleiche generelle Tendenz ableiten. Für horizontale Receiver ist der Einfluss von Wind sehr gering und kann praktisch vernachlässigt werden. Nur sehr hohe Windgeschwindigkeiten führen zu einem signifikanten Anstieg der Verluste. Je stärker der Receiver geneigt ist, desto größer wird der Einfluss von Wind auf die Verluste. Hierbei übersteigen unter bestimmten Bedingungen die Verluste eines stärker geneigten Receivers die eines weniger geneigten Receivers. Insbesondere der nach unten geöffnete Receiver ($\phi = 90^\circ$) hat in vielen Fällen bei hohen Windgeschwindigkeiten leicht höhere Verluste als die weniger geneigten Receiver. Trotzdem treten die höchsten Verluste beim horizontal ausgerichteten Receiver auf. Zur Reduktion der Verluste durch natürliche Konvektion wird häufig der Neigungswinkel des Receivers vergrößert. Allerdings zeigen die

Ergebnisse für den Fall des Modell-Receivers, dass bei Wind diese Reduktion teilweise egalisiert wird. Daher sollte bei der Optimierung des Systems, in der der Neigungswinkel festgelegt wird, möglichst der Einfluss der lokalen Windbedingungen auf die Verluste durch Korrelationen, Modelle oder Simulationen berücksichtigt werden. Wie die aktuellen Ergebnisse zeigen, kann eine Vernachlässigung des Windeinflusses zu einer Verzerrung der Ergebnisse führen.

Die Ergebnisse für die seitliche Anströmung zeigen, dass es sich bei den Wärmeverlusten dieses Cavity-Receivers bis zur höchsten untersuchten Windgeschwindigkeit um ein Mischkonvektionsproblem handelt. Wenn der Einfluss der äußeren Strömung dominieren würde, wäre kein Unterschied zwischen den verschiedenen Neigungen zu erkennen. Für noch höhere Geschwindigkeiten ist abzusehen, dass die Verluste bei Seitenwind ($\alpha = 90^\circ$) unabhängig von der Neigung ϕ werden. Dann dominiert einzig die erzwungene Konvektion die Verluste.

Die experimentellen Ergebnisse zeigen, dass eine rückwärtige Anströmung ($\alpha > 90^\circ$) nur bei stark geneigten Receivern zu einem Anstieg der Verluste führt. Dieser Anstieg ist allerdings weniger ausgeprägt als bei frontaler Anströmung. Insbesondere bei der Interpretation der Ergebnisse der rückwärtigen Anströmung muss beachtet werden, dass sich die hier untersuchte Konfiguration von der eines Cavity-Receivers, der in einem Turm integriert ist, unterscheidet. Trotzdem wird bei der rückwärtigen Anströmung der Bereich um die Apertur-Öffnung vor der Strömung und hohen Geschwindigkeiten geschützt. Daher sind die Auswirkungen geringer als bei einer frontalen Anströmung. Derselbe Effekt ist auch bei einem Cavity-Receiver, der in einem Turm integriert ist, zu erwarten. Problematisch können jedoch durch einen Turm verursachte Wirbelabströmungen werden, bei denen Wirbel hoher Geschwindigkeit vor dem Receiver induziert werden. Für diese Studie wird der Fokus auf Anströmrichtungen im Bereich $\alpha = 0^\circ - 90^\circ$ gelegt.

5.2. Mechanismen des Windeinflusses

Die Temperaturverteilung im Inneren des Cavity-Receiver sowie die Verteilung der Wärmeverluste auf die verschiedenen HF geben Aufschluss über die Vorgänge im Inneren des Receivers, die letztlich die Verluste bestimmen. Bei natürlicher Konvektion stellt sich im Inneren die in der Literatur beschriebene Situation ein: Heißes Fluid sammelt sich im oberen Teil des Cavity-Receiver, wodurch die Wärmeverluste der oberen bzw. hinteren HF niedriger sind als die der übrigen HF. In den Verläufen der mittleren dimensionslosen Temperatur lässt sich der Bereich hoher Temperatur oberhalb der horizontalen Ebene, definiert durch den oberen Rand der Apertur, besonders gut erkennen. Mit steigender Neigung wird dieser Bereich größer, so dass auch die Verluste reduziert werden. Im unteren Teil liegt die Fluidtemperatur nur wenig über der Umgebungstemperatur. Der nahezu lineare Temperaturabfall zwischen den Bereichen hoher und tiefer Temperatur lässt darauf schließen, dass in diesem Bereich die Wärme hauptsächlich durch Leitung transportiert wird. Das Fluid fließt in diesem Bereich in der horizontalen Ebene, und somit normal zur Schichtung und zum Wärmetransport.

Wird der Modell-Receiver einer externen Anströmung ausgesetzt, verkleinert sich der Bereich hoher Fluidtemperatur im oberen Bereich des Cavity-Receiver. Dies ist besonders gut an den Verläufen der mittleren Temperaturverteilungen zu erkennen. Die Verkleinerung geht auf Kosten eines vergrößerten Bereichs, in dem die Fluidtemperatur abfällt. Aber in den meisten Fällen, selbst bei hohen Windgeschwindigkeiten, ist noch ein kleiner Bereich zu erkennen, in dem die Fluidtemperatur der Wandtemperatur entspricht. Auch in der Verteilung der Wärmeverluste auf die HF lässt sich dieser Bereich nachweisen, da die hintere obere HF 1 nur wenig oder gar nicht an den Verlusten beteiligt ist. Durch die Verkleinerung des Bereichs hoher Fluidtemperatur tragen nun auch die Teile der Wände zu den Verlusten bei, die zunächst von Fluid hoher Temperatur umgeben waren und nur wenig oder gar keine Wärme an das Fluid abgegeben haben. Als Folge ist der Wärmestrom in das Innere des Cavity-Receiver größer. Wie bereits durch Clausing [14] gezeigt, ist der Wärmestrom durch die Apertur-Öffnung nicht der limitierende Widerstand. Daher kann der zusätzliche Wärmestrom ins Innere des Cavity-Receiver auch durch die Apertur-Öffnung transportiert werden und die Temperatur im un-

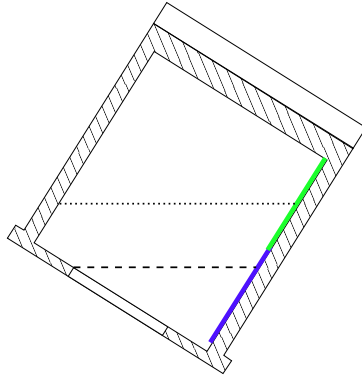


Abbildung 5.1.: Ausdehnung des Bereichs hoher Fluidtemperatur mit (gepunktete Linie) und ohne Wind (gestrichelte Linie). Mit der Windgeschwindigkeit steigt der Anteil der HF, der zu den Verlusten beiträgt.

teren Bereich verändert sich kaum. Als Folge steigen die Gesamtverluste des Receivers mit der Verkleinerung des Bereichs hoher Fluidtemperatur an.

Generell lässt sich die zunehmende Verkleinerung des Bereichs hoher Temperatur bei zunehmender Windgeschwindigkeit auch in den simulierten und gemessenen Verteilungen der Wärmeverluste auf die HF wiederfinden. Mit zunehmender Verkleinerung beginnen die hinteren bzw. oberen HF vermehrt zu den Verlusten beizutragen. Die Verluste der unteren bzw. vorderen HF steigen so lange mit steigender Anströmgeschwindigkeit an, wie Teile von ihr noch im Bereich der hohen Fluidtemperatur liegen. Dies ist in Abb. 5.1 für die unteren beiden HF illustriert. Wie beschrieben, bleibt auch bei Wind das Fluid im Übergangsbereich zwischen hoher Temperatur und tiefer Temperatur in annähernd horizontalen Ebenen geschichtet. Der Übergangsbereich ist in der Skizze durch die horizontalen Linien angedeutet: Bei natürlicher Konvektion durch die gestrichelte und bei einer erhöhten Windgeschwindigkeit durch die gepunktete Linie. Erst wenn ein Großteil der blauen HF in dem Bereich niedriger Temperatur liegt, beginnt die nächste, hintere bzw. höher gelegene HF (in Abb. 5.1 die grüne HF) zu den Verlusten beizutragen. Mit steigender Windgeschwindigkeit steigt ihr Anteil (gepunktete Linie). Die Verluste der vorderen (grünen) HF steigen nur noch wenig an, bis sie vollständig in dem Bereich kalten Fluids liegt. Danach bleiben, wie beobachtet, die Verluste der HF nahezu konstant. Dies bedeutet, dass Wind den Wärmeübergangscoef-

fizienten im Inneren des Cavity-Receiver kaum beeinflusst. Die Geometrie schützt das Innere der Cavity vor deutlich höheren Geschwindigkeiten bei Wind, die einen höheren Wärmeübergang im Inneren nach sich ziehen würden. Dies lässt sich auch an den Fällen des horizontalen Cavity-Receiver erkennen. Bei dieser Ausrichtung ist der Bereich hoher Fluidtemperatur ohnehin sehr klein und somit der Effekt von Wind begrenzt. Insgesamt folgt, dass die Verkleinerung des Bereichs hoher Temperatur der hauptsächlich für den Anstieg verantwortliche Mechanismus ist. Die Verkleinerung wird durch den Wind verursacht, indem dieser im Inneren geringfügig höhere Geschwindigkeiten induziert, so dass die stabile Schichtung gestört wird. Abhängig von der Ausrichtung des Receiver und der Anströmrichtung wird der Bereich hoher Temperatur unterschiedlich stark verkleinert. Als Folge steigen die Verluste unterschiedlich stark mit der Windgeschwindigkeit an. Dies ist besonders deutlich anhand eines Vergleichs von Abb. 4.16 auf Seite 93 und Abb. 4.21 auf Seite 97 zu erkennen. Die Unterschiede zeigen sich aber auch in den Anströmgeschwindigkeiten, ab denen einzelne HF beginnen zu den Verlusten beizutragen. Diese sind bei seitlicher Anströmung kleiner als bei frontalem Wind.

Um den Einfluss des Windes auf den Bereich hoher Fluidtemperatur zu verdeutlichen, ist der Einfluss des Windes auf den Beginn dieses Bereichs in Abb. 5.2 dargestellt. Die Abbildung stellt somit eine Zusammenfassung der in Abschnitt 4.2.2 gezeigten mittleren Temperaturverläufe dar. Als Beginn des Bereichs hoher Fluidtemperatur ist dabei die Position definiert, bei der die Fluidtemperatur 95% des Wertes der Wandtemperatur erreicht, d.h. $T^* = 0,95$. Bezugswert für die gezeigte Verschiebung ist die Position im Falle natürlicher Konvektion bei der jeweiligen Neigung ϕ . In einigen Fällen, z. B. bei horizontalen Cavity oder bei hohen Windgeschwindigkeiten, ist die mittlere Fluidtemperatur durchgehend kleiner als 95% des Wertes der Wandtemperatur. In diesen Fällen ist kein Wert eingezeichnet. Generell verschiebt sich die Grenze, wie bereits beschrieben, mit steigender Windgeschwindigkeit nach oben. Ausnahme ist der Fall mit dem Neigungswinkel $\phi = 30^\circ$: Die frontale Anströmung hat keinen Einfluss auf die Ausdehnung des Bereichs hoher Fluidtemperatur. Mit steigender Neigung wird der Einfluss stärker. Bedingt durch den größeren Neigungswinkel ist der Bereich unterhalb des Bereichs hoher Fluidtemperatur kleiner und damit liegt dieser Bereich deutlich näher

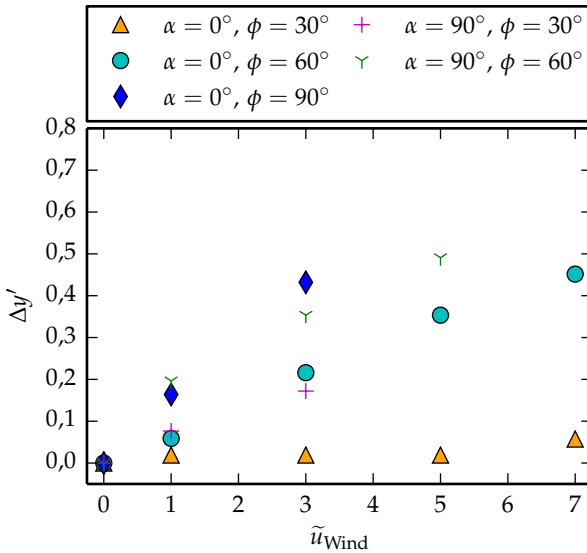


Abbildung 5.2.: Verschiebung des Übergangs zum Bereich hoher Fluidtemperatur durch die externe Anströmung.

an der Apertur-Öffnung. Dadurch kann die Schichtung leichter durch die Strömung beeinflusst werden.

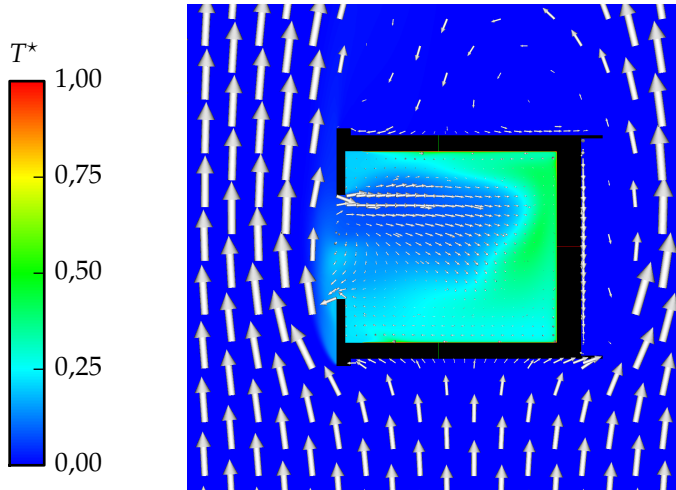
Der Vergleich der Verluste bei unterschiedlichen Anströmrichtungen zeigt, dass Seitenwind den größten Einfluss auf die Verluste hat. In Abb. 5.2 zeigt sich jetzt auch, dass sich der Bereich hoher Temperatur bei Seitenwind stärker mit steigender Anströmgeschwindigkeit verkleinert.

In Abb. 5.3(a) ist der mittlere horizontale Schnitt (XZ-Ebene) durch den Cavity-Receiver mit der Neigung $\phi = 30^\circ$ gezeigt. Das Strömungsbild ist für alle seitlichen Anströmungen ähnlich. Anders als bei der frontalen Anströmung, bei der das Fluid durch den Apertur-Ring umgelenkt wird und parallel zur Apertur-Ebene strömt (Abb. 5.3(b)), löst die Strömung hier am äußeren Rand des Zylinders ab. Dadurch entsteht ein starker Wirbel vor der Apertur-Öffnung. Dieser Wirbel zieht eine Strömung nach sich, die sehr direkt in das Innere des

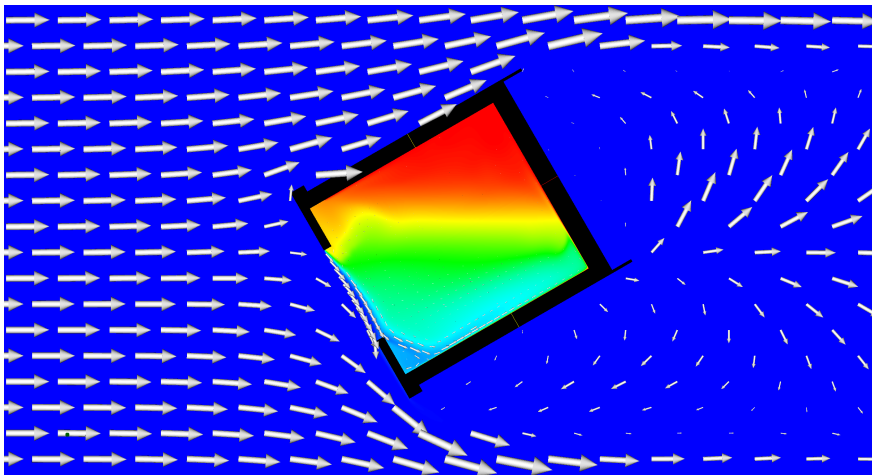
Cavity-Receivers eindringt. Als Folge wird der Bereich heißen Fluids stärker beeinflusst als bei einer frontalen Anströmung. Hierdurch lässt sich der unterschiedlich starke Einfluss von seitlicher und frontaler Anströmung auf die Verluste erklären.

Bei dem nach unten geneigten Receiver gibt es keinen Unterschied für verschiedene Anströmrichtungen α . Die beschriebene Ablösung tritt immer auf. Daher fügt sich der nach unten geneigte Receiver in die Reihe der seitlich angeströmten Fälle ein und unterscheidet sich deutlich insbesondere von denen der frontalen Anströmung.

Als interessanter Nebeneffekt ist eine Reduktion der Verluste in manchen Fällen zu beobachten. In diesen Fällen steigt die mittlere Temperatur im unteren Teil des Cavity-Receivers an. Gleichzeitig reduzieren sich in Experiment und Simulation die Wärmeverluste aller HF, die zu den Verlusten beitragen. Dies ist die Folge der geringeren Temperaturdifferenz zwischen Cavity-Wand und Fluid. Die Ursache für den Temperaturanstieg lässt sich besonders gut in Abb. 5.3(b) und Abb. 4.14(b) auf Seite 91 erkennen. Durch den Apertur-Ring wird die frontale Anströmung umgelenkt und fließt parallel zur Apertur-Öffnung. Durch den Impulsstrom wird die heiße Luft im oberen Bereich der Apertur umgelenkt und am Austreten aus dem Cavity-Receiver gehindert. Als Folge steigt die Temperatur im unteren Bereich des Cavity-Receivers an. Veranschaulicht werden kann dies wieder mit Hilfe des von Clausing verwendeten Ersatzschaltbildes (Abb. 1.5 auf Seite 9). Wird der Wärmestrom durch die Apertur durch den parallelen Luftstrom gestört, steigt die Temperatur im unteren Bereich des Receivers, der Konvektionszone, an. Durch die höhere Temperatur sinkt der Wärmestrom in das Innere des Cavity-Receivers bis erneut Gleichgewicht zwischen den beiden Wärmeströmen herrscht. Dies lässt sich in allen Fällen beobachten, in denen die Anströmung selbst oder durch Umlenkung parallel zur Apertur-Ebene fließt. Unterstützt wird die These durch die Größenordnung der Geschwindigkeit bei der die Reduktion auftritt. Im Minimum der Verluste ist der durch den Auftrieb erzeugte Impuls in einer ähnlichen Größenordnung wie der Impuls der äußeren Anströmung. Mit steigender Neigung des Receivers, sinkt mit der verkleinerten freien Auftriebslänge (vgl. Abb. 1.4), auch der Impuls der Auftriebsströmung. Entsprechend der oben beschriebenen These tritt das Minimum der Wärmeverluste bei niedrigeren Geschwindigkeiten auf, da zur effektiven Beeinflussung



(a) Seitliche Anströmung (XZ-Ebene: Der Vektor der Erdbeschleunigung ist um 30° geneigt zur Normalen der Schnittebene)



(b) Frontale Anströmung (XY-Ebene: Der Vektor der Erdbeschleunigung liegt in der gezeigten Schnittebene)

Abbildung 5.3.: Ausschnitt der Strömung im Schnitt durch den Cavity-Receiver mit der Neigung $\phi = 30^\circ$ in Ebenen der Anströmung. Bei seitlicher Anströmung entsteht ein Ablösegebiet vor der Apertur-Öffnung. In beiden Darstellungen ist die Geschwindigkeit gleich skaliert.

Tabelle 5.1.: Inverse Richardson-Zahl im Minimum der Verluste

ϕ	\tilde{u}_{Wind}	$\frac{1}{\text{Ri}}$	$\frac{1}{\text{Ri}_{L_a}}$
0	3	1,3	1,7
30	3	1,3	1,9
60	1	0,14	0,4

der austretenden Strömung nur ein geringerer Impuls benötigt wird. Das Verhältnis $\frac{1}{\text{Ri}} = \frac{\text{Re}^2}{\text{Gr}}$ in Kapitel 4 wurde für alle Fälle mit dem gesamten Durchmesser gebildet. Die charakteristische Länge für den Auftrieb ist jedoch eher die Auftriebslänge L_a aus Abb. 1.4 auf Seite 8. In Tabelle 5.1 ist neben der ursprünglichen Richardson-Zahl auch die mit der Auftriebslänge gebildete inverse Richardson-Zahl aufgeführt. Diese Richardson-Zahl hat in den untersuchten Fällen ungefähr die Größenordnung 1.

Der Einfluss von Wind auf die Verluste des Cavity-Receiver ist letztlich Ergebnis der Überlagerung dieser beiden Mechanismen. Für wenig geneigte Receiver bei niedrigen Windgeschwindigkeiten dominiert die Reduktion der Verluste. In diesen Fällen wird der Bereich hoher Temperatur erst bei sehr hohen Windgeschwindigkeiten beeinflusst. Mit zunehmender Receiver-Neigung überwiegt in fast allen Fällen auch bei niedrigen Geschwindigkeiten der negative Effekt: Obwohl die Temperatur im unteren Bereich ansteigt, steigen die Verluste an, weil der Bereich konstanter Temperatur schon bei geringen Anströmgeschwindigkeiten stark verkleinert wird.

Wie in Kapitel 3 erläutert, wurde aufgrund der gegebenen Randbedingungen ein abstraktes Modell eines Cavity-Receiver für solare Turmkraftwerke untersucht. Im Folgenden werden die Ergebnisse mit Ergebnissen aus der Literatur verglichen, um zu prüfen, ob sich die Phänomene verallgemeinern lassen. Wie schon viele Studien zu den Verlusten bei natürlicher Konvektion, zeigen die vorgestellten Ergebnisse, dass die von Clausing [14] eingeführte Unterteilung des Cavity-Receiver in Konvektionszone und Ruhezone eine gute Näherung für die mittlere Temperaturverteilung bei natürlicher Konvektion darstellt. In diesem Fall ist die Übergangszone vernachlässigbar klein. Der Erfolg des aus dieser Annahme abgeleiteten Modells lässt sich somit erklären. Weiterhin wird auch die These, dass Wind den Wärmeübergangskoeffizienten im Inneren des

Cavity-Receivers kaum beeinflusst, durch das Experiment und die Simulation bestätigt. Allerdings widersprechen die Ergebnisse dieser Untersuchung der allgemeinen Aussage Clausings, dass Wind keinen Einfluss auf die Verluste von Cavity-Receivern hat. In Clausings Modell ist die Trennung zwischen den beiden Zonen durch die horizontale Ebene durch den oberen Rand der Apertur festgelegt. Der nach den Ergebnissen dieser Studie hauptsächlich für den Anstieg der Verluste relevante Mechanismus wird somit nicht berücksichtigt. Hierdurch lässt sich erklären, dass Clausings These für horizontale Receiver gilt, sich aber nicht auf geneigte Receiver verallgemeinern lässt. Als experimentelle Bestätigung seiner These wurde von Clausing die Untersuchung von McMordie [17] angeführt. In der Studie wurde kein signifikanter Einfluss von Wind auf die Verluste eines horizontalen Receivers gefunden. Daher sind die Ergebnisse in Einklang mit den oben beschriebenen Aussagen. In der Studie von Liovic et al. [10] wurde für einen nach unten geöffneten Cavity-Receiver ein starker Einfluss von Wind auf die Verluste festgestellt. Auch hier wurde der Anstieg der Verluste auf eine Störung der geschichteten heißen Luft im oberen Bereich des Cavity-Receivers zurückgeführt. In der Untersuchung von Tan et al. [37] wurde für einen horizontalen Receiver sowohl bei frontalem als auch bei seitlichem Wind eine Reduktion der Verluste durch Wind festgestellt. Dieser wurde auf eine Wechselwirkung der austretenden heißen Luft mit dem Wind zurückgeführt. Dieser Mechanismus ist ebenfalls in der aktuellen Untersuchung beobachtet worden. Von allen bekannten Studien für Cavity-Receiver mit $Gr > 1 \cdot 10^{10}$ stehen lediglich die Ergebnisse von Fang et al. [25, 26] im Widerspruch zu den aktuellen Ergebnissen. Dort wurde ein Anstieg der Verluste mit steigender Windgeschwindigkeit für einen nahezu horizontalen Cavity-Receiver festgestellt. Dieser wurde auf durch den Wind verursachte, höhere Geschwindigkeiten in Wandnähe zurückgeführt. Anders als in der Untersuchung hier wurde bei dem Cavity-Receiver in [25, 26] die Apertur-Öffnung nicht durch einen Schutz verkleinert. Als Folge kann der Wind in den Cavity-Receiver eindringen und direkt entlang der Cavity-Wand strömen, wodurch der Wärmeübergangskoeffizient ansteigt. Dies ist eine mögliche Erklärung für die unterschiedlichen Ergebnisse.

Neben den oben beschriebenen Untersuchungen des Windeinflusses auf Cavity-Receiver mit $Gr > 1 \cdot 10^{10}$ existieren auch Studien für kleinere Receiver, mit denen die Ergebnisse verglichen werden können. Bei der Untersuchung

von Ma [21] wurde ein starker Anstieg der Verluste unabhängig von Windrichtung und Neigung festgestellt. Der Einfluss von Seitenwind war auch in dieser Studie stärker als der einer frontalen Anströmung. Anhand von Temperaturmessungen im Inneren des Cavity-Receiver wurde eine Verkleinerung der Ruhezone durch den Wind beschrieben. Anders als bei den Ergebnissen hier konnte in Mas Experiment bei Anströmgeschwindigkeiten von ca. $9 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bei keiner Anströmung noch ein Bereich sehr hoher Temperatur beobachtet werden. Übertragen auf die Ähnlichkeitsbedingungen in der hier vorgestellten Untersuchung, entspricht dies einer Geschwindigkeit von $\tilde{u}_{\text{Wind}} \approx 5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Die stärkere Beeinflussung der Schichtung erklärt den deutlich größeren Einfluss von Wind auf die Verluste. Im Gegensatz zu den Untersuchungen von Ma konnte Prakash [23] auch einen positiven Einfluss von Wind auf die Verluste feststellen. Der Effekt trat nur bei Seitenwind und Receiver-Neigungen bis $\phi = 45^\circ$ auf. Allerdings war der Apertur-Durchmesser leicht größer als der Innendurchmesser und genauso groß wie der Außendurchmesser des Cavity-Receiver, so dass die frontale Anströmung nicht in eine zur Apertur parallele Strömung umgelenkt werden konnte. Zu dieser Untersuchung analoge Ergebnisse sind in der numerischen Studie von Xiao et al. [33] beschrieben. Dort wurde für einen sehr kleinen Cavity-Receiver ($D_i = 70 \text{ mm}$) der Einfluss von Windgeschwindigkeiten bis $u_{\text{Wind}} = 10 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ untersucht. Im Bereich niedriger Geschwindigkeiten wurde für viele Fälle eine Reduktion der Verluste festgestellt. Diese Reduktion wurde mit steigendem Neigungswinkel kleiner und verschwand für stark geneigte Receiver. Mit steigender Windgeschwindigkeit wurde eine Abnahme des Einflusses der Neigung festgestellt. Daraus folgerten Xiao et al., dass bei der hohen Geschwindigkeit die Verluste hauptsächlich durch die erzwungene Konvektion bestimmt werden. In der aktuellen Studie für den deutlich größeren Receiver ist dies nicht festzustellen. Hierbei ist es interessant sich die Richardson-Zahl aus Gleichung 2.10 auf Seite 26

$$\frac{1}{\text{Ri}} = \frac{\text{Re}^2}{\text{Gr}} \propto \frac{u_{\text{Wind}}^2}{D_i} \quad (5.1)$$

anzuschauen. Wie erläutert, beschreibt dieses Verhältnis den relativen Einfluss von Wind (erzwungene Konvektion) zum Auftrieb (natürliche Konvektion). Somit dominiert der Einfluss des Windes für kleinere Receiver schon bei geringeren Geschwindigkeiten aufgrund des kleineren Nenners. Auch ist der

Impuls des austretenden Fluidstroms geringer. Daher gilt $Ri \approx 1$ bei niedrigeren Windgeschwindigkeiten, so dass die Reduktion bei niedrigeren Windgeschwindigkeiten erwartet wird. Dies ist eine mögliche Erklärung, warum in einigen Studien eine Reduktion beobachtet wurde und in anderen Studien nicht. Das Verhältnis ist schon häufiger als Argument für unterschiedliche Ergebnisse angeführt worden. Ma, zum Beispiel, führte den Unterschied zwischen seinen Ergebnissen und denen von McMordie auf dieses Verhältnis zurück.

Insgesamt lässt sich festhalten, dass die aktuellen Ergebnisse durch vorherige Studien gestützt werden. Insbesondere die Verkleinerung der Ruhezone als hauptsächlicher Mechanismus findet sich auch in anderen Untersuchungen für kleinere Receiver oder bei einzelnen Neigungswinkeln. Auch die Reduktion der Verluste durch Wind ist für andere Receiver beschrieben worden. Die Ergebnisse legen nahe, dass die bei dem Modell-Receiver gefundenen Mechanismen auch auf Receiver im Turm oder anderer Form übertragen werden können.

5.3. Vergleich von Simulation und Experiment

An der Diskussion im vorherigen Abschnitt 5.2 wird bereits deutlich, dass in den Simulationen und im Experiment dieselben Mechanismen auftreten, die eine Veränderung der Wärmeverluste durch Wind verursachen. Folge ist die gute qualitative Übereinstimmung in den Verteilungen der Wärmeverluste auf die einzelnen HF. In diesen Verteilungen gibt es einige kleinere Unterschiede zwischen dem Experiment und den Simulationen, wie zum Beispiel in der kritischen Geschwindigkeit einzelner HF. Insgesamt bleibt jedoch festzuhalten, dass die Mechanismen, die die Verluste innerhalb des Cavity-Receiver bei Wind bestimmen, im Experiment und den Simulationen identisch sind. Dies spiegelt sich auch in den ähnlichen Verläufen der Verluste über der Windgeschwindigkeit für die verschiedenen Ausrichtungen und Neigungen wider. Obwohl keine Validierung mit Fluidgeschwindigkeiten oder Fluidtemperaturen durchgeführt wurde, ist wegen der Vergleichbarkeit der Veränderungen der integralen Verluste bei Wind und der guten Übereinstimmung bei den Verteilungen der Verluste auf die HF davon auszugehen, dass das generelle

Strömungsbild in Experiment und Simulation vergleichbar ist. Daher werden im Folgenden die Ergebnisse aus Abschnitt 4.2.2 für eine Analyse des Windinflusses genutzt. Gleichzeitig ist auffällig, dass die simulierten Verluste in den meisten Fällen niedriger sind. Da, wie beschrieben, die Anteile der verschiedenen HF an den Verlusten gut übereinstimmen, ist zu vermuten, dass in dem Simulationsmodell ein niedrigerer Wärmeübergangskoeffizient berechnet wird. Dies würde erklären, warum die Verteilung gut übereinstimmt, aber insgesamt ein niedrigeres Niveau der Verluste für jede einzelne HF und damit auch der Gesamtverluste vorhergesagt wird. Die Abweichungen der numerischen Verfahren wurden abgeschätzt (vgl. Abschnitt 3.3.3) und sind deutlich geringer als die auftretenden Abweichungen. Daher sind die Abweichungen auf einen Modellfehler zurückzuführen. Eine Möglichkeit hierbei sind die Randbedingungen, die im Experiment und den Simulationen nicht identisch sind. Im Simulationsmodell werden die inneren Wände isotherm modelliert. Die einzelnen HF im Experiment werden mit einem konstanten Wärmestrom beheizt, so dass trotz Wärmeleitung im Zylinder die Temperaturverteilung auf den Wänden nicht vollständig homogen ist. Diese Inhomogenität ist am größten, in den Fällen, in denen der Wärmeübergangskoeffizient innerhalb einer HF sehr stark variiert. Allerdings lässt sich kein systematischer Zusammenhang zwischen der Temperaturspreizung und der Abweichung von Experiment und Simulationen herstellen. Beispielsweise ist im Falle einer frontalen Anströmung bei einem Neigungswinkel $\phi = 30^\circ$ die Temperaturverteilung bei allen Geschwindigkeiten vergleichbar (mittlere Abweichung 5°C), jedoch steigen die relativen Abweichungen zwischen den Simulationen und dem Experiment mit der Geschwindigkeit an. Beim nach unten geneigten Receiver ist die Inhomogenität bei Anströmgeschwindigkeiten $\tilde{u}_{\text{Wind}} < 5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ noch kleiner (mittlere Abweichung $2 - 5^\circ\text{C}$). Trotzdem treten hier höhere Abweichungen auf. Im Falle des um $\phi = 60^\circ$ geneigten Receivers ist die mittlere Abweichung bei seitlicher Anströmung noch größer ($7 - 12^\circ\text{C}$), dennoch treten hier die geringsten Abweichungen zwischen Simulationen und Experiment auf. Bei frontaler Anströmung und gleichem Neigungswinkel wiederum ist die Inhomogenität der Temperatur relativ konstant und kleiner ($3 - 6^\circ\text{C}$). Allerdings variieren die Abweichungen zwischen Simulationen und Experiment hier stark und sind deutlich größer als bei seitlicher Anströmung. Die fehlende Systematik legt nahe, dass der überwiegende Teil der Abweichungen nicht auf

die Unterschiede in der Randbedingung der inneren Wand zurückzuführen ist.

Als weitere Ursache des Modellfehlers kommt das Turbulenzmodell in Frage. Ein direkter Nachweis wäre nur durch einen Vergleich mit Daten von direkten numerischen Simulationen möglich, deren Erzeugung jedoch nicht realisierbar ist. Die These, dass das Turbulenzmodell maßgeblich für die beobachteten Abweichung verantwortlich ist, soll im Folgenden durch Vergleiche zu anderen Studien untermauert werden.

Durch Zuckerman und Lior [72] und Vieser et al. [73] wurde gezeigt, dass bei der Berechnung des Wärmeübergangs in verschiedenen Anwendungsfällen, dass das $k\text{-}\omega\text{-SST}$ Modell insgesamt mit die besten Vorhersagen liefert. Trotzdem traten in vielen Fällen Abweichungen um 20 % bzw. sogar in wenigen Fällen noch höhere Abweichungen auf.

Für den speziellen Anwendungsfall des Cavity-Receivers wurden bisher nur Validierungen für CFD-Rechnungen bei natürlicher Konvektion durchgeführt. Die wesentlichen Ergebnisse durchgeführter Studien wurden bereits in Abschnitt 1.2.3 wiedergegeben. Die Simulationen mit dem Receiver mit $Gr = 1 \cdot 10^6 - 1 \cdot 10^7$ zeigten eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten (vgl. [28, 32, 36]). Anders stellt sich die Situation der Untersuchung eines Cavity-Receivers mit $Gr = 3 \cdot 10^{10}$ dar [35]. In diesem Fall wurden die experimentell gemessenen Verluste durch die Simulation mit ca. 45% deutlich unterschätzt. Dasselbe numerische Modell lieferte für den Receiver aus [28] deutlich bessere Ergebnisse. Auch ein Wechsel des Turbulenzmodells brachte im Falle des großen Receivers keine Verbesserung.

Wie erläutert handelt es sich bei den Verlusten des Cavity-Receivers um ein Mischkonvektionsproblem. Allerdings existieren ebenfalls kaum Untersuchungen zur Validierung von CFD-Simulationen bei vergleichbaren Mischkonvektionsproblemen mit großen Grashof-Zahlen und hohen Temperaturdifferenzen. Eine Studie wurde für Mischkonvektion an einer $3\text{ m} \times 3\text{ m}$ großen flachen Platte bei Temperaturdifferenzen bis knapp $600\text{ }^\circ\text{C}$ durch Evans et al. [74] mit experimentellen Daten von Siebers et al. [75] durchgeführt. Verglichen wurden die Ergebnisse des $k\text{-}\epsilon$ und des $\bar{v}^2\text{-}f$ Turbulenzmodells. In dieser Studie wurde ein im Vergleich zum Experiment um 5 – 35% zu niedrigerer Wärmeübertragungskoeffizient durch die Simulationen berechnet.

Die in der aktuellen Studie beschriebene Abweichung der Wärmeverluste beträgt in wenigen Fällen bis 50%, in den meisten Fällen unter 30%. Damit ist sie im Rahmen der generell zu erwartenden Abweichung und vergleichbar mit der in der Literatur zu vergleichbaren Problemen beschriebenen maximalen Abweichung von 35% bzw. 45%. Zusätzlich sind die simulierten Verluste in den beschriebenen Studien ebenfalls niedriger. Somit wird die Vermutung gestützt, dass die Abweichung durch die Turbulenzmodellierung verursacht wird. Bei kleineren Receivern, beispielsweise bei der in der Literatur veröffentlichten Validierung für einen Receiver mit $Gr \approx 2 \cdot 10^6$, ist im Inneren kaum Turbulenz zu erwarten. Dementsprechend sind die Vorhersagen der Simulationen für diesen Cavity-Receiver deutlich besser. Abschließend lässt sich festhalten, dass bei Cavity-Receivern für Solarturmkraftwerke eine genaue Vorhersage der Verluste bei Verwendung von Turbulenzmodellen nur mit einer entsprechenden Fehlertoleranz möglich ist. Allerdings sind Vorhersagen von Veränderungen, zum Beispiel bei Änderung der Neigung oder der Anströmgeschwindigkeit, bis auf sehr wenige Ausnahmen korrekt. Daher lassen sich mit Hilfe des Simulationsmodells Modifikationen untersuchen, die beispielsweise die konvektiven Verluste reduzieren. Mit Hilfe der Simulationsergebnisse lassen sich effektive Maßnahmen leichter identifizieren, auch wenn ihr exaktes Potential nicht bestimmt werden kann.

6. Clausing-Modell

In der Auslegungsphase von solarthermischen Turmkraftwerken werden Jahresertragsrechnungen eingesetzt, bei denen Parameter wie Receiver-Neigung, Turmhöhe, Aufstellung der Heliostaten usw. variiert werden, um letztlich ein optimales Verhältnis von Ertrag zu Kosten zu erzielen. Für diese Jahresertragsrechnungen werden Modelle benötigt, mit denen die Verluste des Receivers abgeschätzt werden können. Ein ideales Modell vereint hierbei eine möglichst genaue Vorhersage der Verluste unter allen Randbedingungen für eine Vielzahl von Geometrien mit einem geringen Rechenaufwand. Aufgrund langer Rechenzeiten ist es nicht möglich, CFD-Simulationen für Jahresertragsrechnungen einzusetzen. Als Alternative existiert eine Vielzahl von Korrelationen und numerischen Modellen zur Abschätzung der konvektiven Verluste. Korrelationen können meist nur für den Receiver eingesetzt werden, für den sie abgeleitet wurden. Im Gegensatz dazu können einfache numerische Modelle für verschiedene Geometrien eingesetzt werden, sofern sie die Vorgänge im Inneren des Receivers in den unterschiedlichen Fällen richtig abbilden.

Allerdings ist ihre Genauigkeit geringer als die einer einem Receiver zugehörigen Korrelation. Das bereits beschriebene Modell von Clausing [14, 15] erfreut sich hierbei großer Beliebtheit, da es für eine Vielzahl von Geometrien gute Ergebnisse liefert [28]. Das Modell beinhaltet bereits den Effekt von Wind. Wie bereits in Abschnitt 5.2 angedeutet, sind die Ergebnisse des Clausing-Modells bei Wind jedoch in den meisten Fällen unbefriedigend. Dies wird im folgenden Abschnitt quantitativ dargestellt. Anschließend wird eine Erweiterung des Modells vorgeschlagen, mit deren Hilfe der Einfluss von Wind, zumindest für die hier untersuchte Geometrie und Randbedingungen, genauer vorhergesagt werden kann.

6.1. Windeinfluss im Clausing-Modell

Im Clausing-Modell wird die Windgeschwindigkeit u_{Wind} als einziger Parameter für den Einfluss von Wind berücksichtigt. Als Folge sind die Ergebnisse des Modells unabhängig von der Windrichtung α . Die Windgeschwindigkeit wird im Modell bei der Berechnung der Strömungsgeschwindigkeit durch die Apertur berücksichtigt (Gleichung 1.2). Mit der Windgeschwindigkeit steigt der Wärmestrom, der durch die Apertur transportiert werden kann (Gleichung 1.1). Allerdings ist der Wärmeverlust nicht durch den Wärmetransport aus dem Inneren durch die Apertur in die Umgebung, sondern durch den Wärmetransport ins Innere des Cavity-Receiver limitiert. Daher ist im Modell der Einfluss des Windes auf die konvektiven Verluste begrenzt. Eine Gegenüberstellung der Ergebnisse des Clausing-Modells für den Cavity-Receiver dieser Studie und den experimentellen Daten ist in Abb. 6.1 gezeigt. Hier zeigt sich die gute Vorhersage der Reduktion der Verluste durch natürliche Konvektion bei Steigerung der Receiver-Neigung. Infolge des oben beschriebenen Effekts steigen die Verluste im Modell für den horizontalen Receiver mit steigender Windgeschwindigkeit leicht an. Für den horizontalen Receiver stimmen die Trends von Modell und Experiment recht gut überein (Abb. 6.1(a)). Die absoluten Werte des Modells sind jedoch zu niedrig. Das Modell berücksichtigt nicht den Einfluss der Windrichtung. Somit ergeben sich bei seitlicher Anströmung die gleichen Ergebnisse (Abb. 6.1(b)). Hier stimmen die vom Modell berechneten Verluste nur im Mittel mit denen des Experiments überein. Der erneute Anstieg der Verluste bei hohen Windgeschwindigkeiten fehlt im Modell. Bei Steigerung der Neigung auf $\phi = 30^\circ$ wird der Einfluss des Wärmetransports durch die Apertur noch geringer: das Clausing-Modell sagt nahezu konstante Verluste voraus. Entsprechend wird weder die Reduktion bei frontaler oder seitlicher Anströmung, noch der Anstieg bei hohen Windgeschwindigkeiten und seitlicher Anströmung vorhergesagt. Noch deutlicher werden die Abweichungen für die Fälle mit den Neigungen $\phi = 60^\circ$ und $\phi = 90^\circ$. Hier sind die vom Clausing-Modell berechneten Verluste konstant mit der Windgeschwindigkeit. In dieser Studie wurde jedoch ein linearer Anstieg mit der Windgeschwindigkeit beobachtet. Insgesamt zeigt der Vergleich, dass das Clausing-Modell die Verluste durch natürliche Konvektion gut vorhersagt. Die Ergebnisse für einen horizontalen

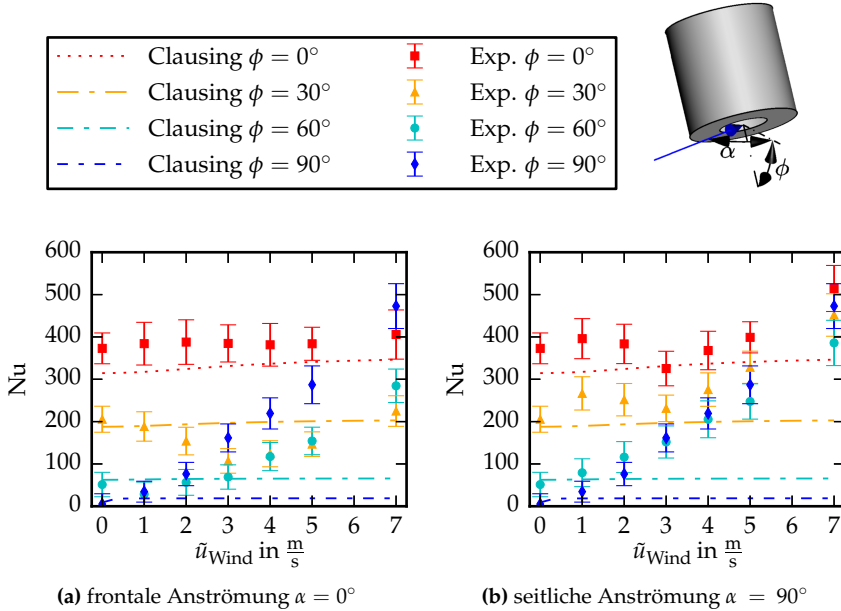


Abbildung 6.1.: Vergleich des Einflusses von Wind auf die Verluste im Clausing-Modell und im Experiment.

Receiver sind ebenfalls akzeptabel. Da jedoch der Hauptmechanismus für den Anstieg der Verluste, die Verkleinerung der Ruhezone, nicht berücksichtigt wird, weisen die Ergebnisse des Modells mit zunehmender Neigung deutliche Abweichungen von den Ergebnissen der aktuellen Untersuchung auf.

6.2. Modifikation des Clausing-Modells

Wenn eine modifizierte Version des Clausing-Modells sowohl die Reduktion als auch den Anstieg der Verluste mit Wind vorhersagen soll, müssten die beiden identifizierten Mechanismen berücksichtigt werden. Die Vorgänge, die die Reduktion der Verluste nach sich ziehen, sind deutlich komplexer und vermutlich stark geometrieabhängig. Daher wird hier nur der Effekt modelliert, der zum Anstieg der Verluste führt. Hierfür muss das Clausing-Modell

so modifiziert werden, dass die Position der Grenzfläche zwischen Ruhe- und Konvektionszone in Abhängigkeit von den Windbedingungen verändert wird. Die simulierten mittleren Temperaturprofile (Abb. 4.13, 4.15, 4.16 und 4.18 bis 4.21) zeigen, dass die Verkleinerung des Bereichs hoher Fluidtemperatur hauptsächlich auf Kosten einer Vergrößerung der Übergangszone geht, in der die Temperatur auf die Temperatur in der Konvektionszone absinkt. Diese Zone wird jedoch im Clausing-Modell und auch in der Erweiterung nicht berücksichtigt. Die Einteilung in eine Zone mit hoher Temperatur und eine mit niedriger Temperatur wird beibehalten. Wie aus den mittleren Temperaturverläufen deutlich wird, ist dies eine Näherung, insbesondere bei Wind. Allerdings ist diese Näherung auf Grund des geringeren Aufwandes zweckmäßig.

Für die Erweiterung des Modells muss der Einfluss von Windgeschwindigkeit und -richtung auf die Verschiebung der Grenzflächen zwischen Ruhe- und Konvektionszone hergestellt werden. Im Falle einer frontalen Anströmung lässt sich in den kombinierten Darstellungen der Temperatur- und Geschwindigkeitsfelder ein Strom kalten Fluids erkennen, der am unteren Rand des Zylinders in das Innere des Cavity-Receivers eindringt. Für den Fall der Neigung $\phi = 60^\circ$ und frontaler Anströmung, sind die Felder für verschiedene Geschwindigkeiten in Abb. 6.2 dargestellt. Mit steigender Anströmgeschwindigkeit \tilde{u}_{Wind} dringt die Kaltluft tiefer in das Innere des Cavity-Receivers ein. Hierdurch verkleinert sich die Ruhezone. Zur Modellierung wird das Eintreten von kaltem Fluid, wie in Abb. 6.3 durch die blauen Pfeile gezeigt, vereinfacht. Das Fluid dringt in der Apertur-Ebene ein und strömt bis zur Zylinderwand. Dort wird es umgelenkt und dringt entlang der Zylinderwand weiter ins Innere des Zylinders ein. Zur Beschreibung des eindringenden Fluidstroms wird im Modell die Eindringlänge L_{Wind} definiert, die im zentralen Schnitt die Länge der Zylinderwand in der Konvektionszone beschreibt (vgl. Abb. 6.3). Zwischen der Eindringlänge L_{Wind} und der Windgeschwindigkeit wird ein proportionaler Zusammenhang angenommen

$$L_{\text{Wind}} = c_F \cdot u_{\text{Wind}} \quad (6.1)$$

Zur Berechnung der Verschiebung der Grenzfläche zwischen den beiden Zo-

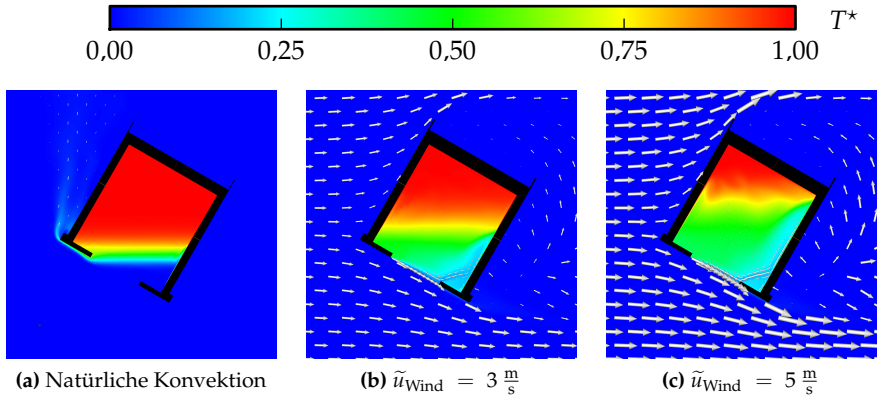


Abbildung 6.2.: Temperatur- und Geschwindigkeitsfeld im zentralen vertikalen Schnitt des Modell-Receiver bei Neigung $\phi = 60^\circ$ und frontaler Anströmung.

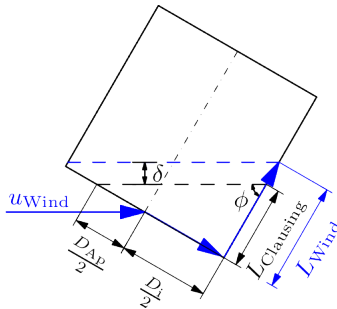


Abbildung 6.3.: Darstellung der Größen zur Erweiterung des Clausing-Modells bei frontaler Anströmung im zentralen Schnitt durch den Modell-Receiver.

nen δ im Vergleich zu dem Fall natürlicher Konvektion wird die Bezugslänge

$$L_{\text{Clausing}} = \frac{\frac{D_i}{2} + \frac{D_{\text{Ap}}}{2}}{\tan(\phi)} \quad (6.2)$$

benötigt. Diese beschreibt die Länge der Wand in der Konvektionszone ohne Windeinfluss. Damit ergibt sich die Verschiebung der Grenzfläche zwischen Ruhe- und Konvektionszone im Fall frontaler Anströmung zu

$$\delta_F = \max\left(0, \left(L_{\text{Wind}} - L_{\text{Clausing}}\right) \cdot \sin(\phi)\right). \quad (6.3)$$

Nur wenn $L_{\text{Wind}} > L_{\text{Clausing}}$ gilt, führt Wind zu einer Verkleinerung der Ruhezone.

Dieser Ansatz wird nun auf alle Fälle mit frontaler bzw. leicht schräger Anströmung verallgemeinert. Sofern die Strömung durch den Apertur-Ring umgelenkt wird, dringt sie auf vergleichbare Weise in das Innere des Cavity-Receivers ein. Bei der Berechnung muss beachtet werden, dass das Eindringen nun nicht mehr im mittleren vertikalen Schnitt erfolgt (Abb. 6.4(a)). Um dies zu berücksichtigen wird zunächst der Vektor der Anströmung in die Apertur-Ebene projiziert. Hierdurch kann der Winkel

$$\kappa = \arctan\left(\frac{\sin(\phi)}{\tan(\alpha)}\right) \quad (6.4)$$

zwischen der projizierten Windrichtung und der Horizontalen bestimmt werden. Die Zusammenhänge in dem verschobenen vertikalen Schnitt sind in Abb. 6.4(b) gezeigt. Der vertikale Abstand zwischen dem Mittelpunkt der Apertur-Öffnung und dem Startpunkt der Eindringlänge L_{Wind} bzw. der Bezugslänge L_{Clausing} ist entsprechend verkürzt. Somit ergibt sich für die Bezugslänge

$$L_{\text{Clausing}} = \frac{\frac{D_i}{2} \cdot \sin(\kappa) + \frac{D_{\text{Ap}}}{2}}{\tan(\phi)}. \quad (6.5)$$

Die Verschiebung der Grenzflächen δ_F kann weiterhin mit Gleichung 6.3 bestimmt werden.

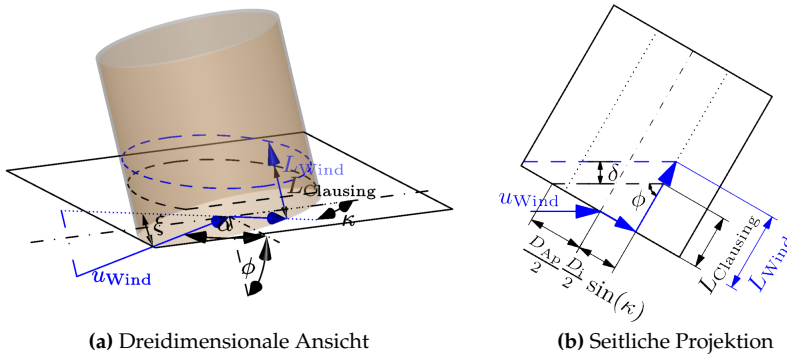


Abbildung 6.4.: Prinzip der Erweiterung des Clausing-Modells für Anströmungen mit $\alpha < 90^\circ$.

Wird der Cavity-Receiver sehr weit seitlich angeströmt ($\alpha \rightarrow 90^\circ$ bzw. $\phi \rightarrow 90^\circ$), wird die Strömung nicht mehr durch den Apertur-Ring umgelenkt, um dann parallel zur Apertur-Ebene zu fließen. Stattdessen löst die Strömung direkt am äußeren Rand des Apertur-Rings ab. Ein Eindringen von Kaltluft entlang der Cavity-Wand ist daher nicht zu beobachten. Die Vorgänge in diesem Fall sind bei weitem komplexer als im oben beschriebenen Fall. Es wird angenommen, dass kaltes Fluid normal zur Apertur-Ebene zentral eindringt und die Grenzfläche verschiebt. Damit ergibt sich

$$\delta_{S,x} = \max \left(0, \sin \phi \cdot c_{S,x} \cdot u_{\text{Wind}} - \frac{D_{\text{Ap}}}{2} \cdot \cos \phi \right). \quad (6.6)$$

Zusätzlich verursacht das eindringende Fluid auch eine Störung normal zur Zylinderachse

$$\delta_{S,n} = \max \left(0, \cos(\phi) \cdot \left(c_{S,n} \cdot u_{\text{Wind}} - \frac{D_{\text{Ap}}}{2} \right) \right). \quad (6.7)$$

Die Störung mit der größeren Auswirkung bestimmt letztlich die Verschiebung der Ebene

$$\delta_S = \max(\delta_{S,x}, \delta_{S,n}). \quad (6.8)$$

Die Überblendung zwischen den beiden Ergebnissen erfolgt anhand des Winkels zwischen Windvektor u_{Wind} und der Apertur-Ebene (vgl. Abb. 6.4(a))

$$\xi = \arcsin(\cos(\alpha) \cdot \cos(\phi)). \quad (6.9)$$

Dabei wird die Überblendungsfunktion

$$f_b(\xi) = 0,5 + 0,5 \cdot \tanh\left(\frac{\xi - 15^\circ}{5^\circ}\right) \quad (6.10)$$

in

$$\delta = \delta_F \cdot f_b + (1 - f_b) \cdot \delta_S \quad (6.11)$$

eingesetzt. Die Auflösung der experimentellen Daten ist nicht hoch genug, als dass der exakte Übergang bestimmt werden könnte. Die gewählte Funktion überblendet die Lösung um den Einfallswinkel $\xi = 15^\circ$.

Durch die verschobene Grenzfläche ändern sich die Flächenanteile der Wände in Ruhe- bzw. Konvektionszone. Mit den aktualisierten Flächen wird das Clausing-Modell in seiner ursprünglichen Form angewendet. Die Ergebnisse des Modells für die Nusselt-Zahl über der Anströmgeschwindigkeit bei Windrichtungen im Bereich $\alpha = 0^\circ - 90^\circ$ mit $c_F = c_{S,n} = c_{S,x} = 0,1 \text{ s}$ sind in Abb. 6.5 gezeigt. Zum Vergleich sind die experimentellen Ergebnisse sowie die Ergebnisse des ursprünglichen Clausing-Modells ebenfalls eingezeichnet. Niedrige Windgeschwindigkeiten reichen nicht aus, um die Grenzfläche anzuheben, da $L_{\text{Wind}} < L_{\text{Clausing}}$ gilt. Daher bleiben die mit dem Modell berechneten Verluste bei niedrigen Geschwindigkeiten identisch mit dem ursprünglichen Clausing-Modell und damit nahezu konstant. Bei den niedrigen Windgeschwindigkeiten ist in den experimentellen Ergebnissen die Reduktion zu beobachten. Entsprechend treten in diesem Bereich Abweichungen auf. Steigt die Geschwindigkeit weiter, steigen ab der Geschwindigkeit, bei der $L_{\text{Wind}} = L_{\text{Clausing}}$ erfüllt ist, die mit dem Modell berechneten Verluste linear an. Für den horizontalen Receiver erreichen die Verluste bei hohen Windgeschwindigkeiten ein Plateau. Dort ist die Ruhezone im Receiver verschwunden. Eine weitere Ausnahme ist der Fall mit der Neigung $\phi = 30^\circ$ und Windrichtung $\alpha < 60^\circ$. Hier bleibt die eintretende Kaltluft durchgehend deutlich unterhalb der Ebene durch den oberen Rand der Apertur (vgl. Abb. 4.14(b)). Daher sind die Ergebnisse im Vergleich zum ursprünglichen Clausing-Modell unverän-

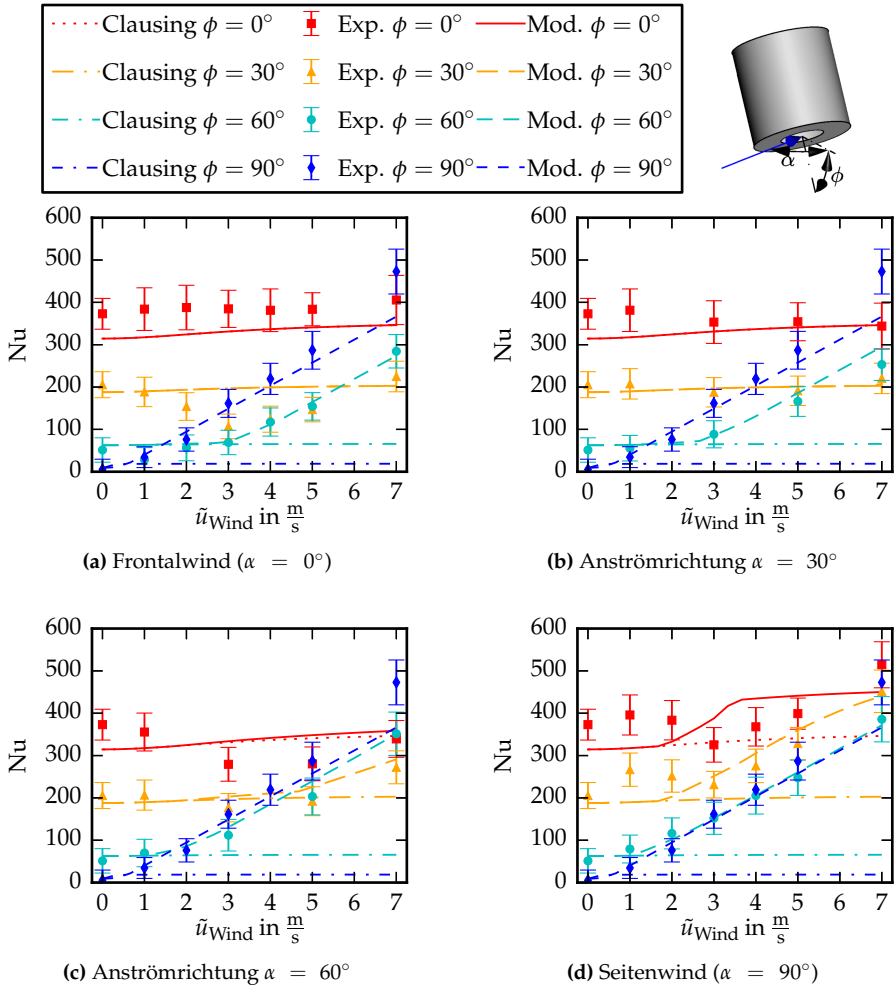


Abbildung 6.5.: Vergleich des Einflusses von Wind auf die Verluste des Modell-Receivers im modifizierten Clausing-Modell und den Experimenten.

dert. Generell wird mit $\alpha \rightarrow 90^\circ$ der Abstand L_{Clausing} immer kleiner (vgl. Abb. 6.4(a)). Dadurch sinkt die Geschwindigkeit, ab der die Verluste ansteigen. Dieser Effekt ist auch in den experimentellen Daten zu beobachten. Durch den bei niedrigeren Geschwindigkeiten beginnenden Anstieg der Verluste nehmen die Verluste mit der Windrichtung $\alpha \rightarrow 90$ zu (Abb. 6.6).

Für die rückwärtige Anströmung sind keine Ergebnisse gezeigt. Im Experiment ist nur für den Receiver mit der Neigung $\phi = 60^\circ$ ein signifikanter Einfluss auf die Verluste beobachtet worden. Somit liegen nicht ausreichend Datenpunkte für einen Vergleich vor, insbesondere für den Übergang von seitlicher zur rückwärtiger Anströmung. Sofern trotzdem Berechnungen vorgenommen werden sollen, kann der gleiche Ansatz wie bei frontaler Anströmung allerdings mit $c_F = 0,06 \text{ s}$ genutzt werden.

Um zu überprüfen, wie gut das modifizierte Modell den Mechanismus des Anstiegs wiedergibt, ist ein Vergleich der modellierten Verschiebung der Grenzfläche zwischen Ruhe- und Konvektionszone mit der simulierten Verschiebung der Ebene mit $T^* = 0,95$ gezeigt (Abb. 6.7(a)). Die Darstellung ist analog zu der von Abb. 5.2 auf Seite 104. Hier zeigen sich deutliche Unterschiede zwischen den Modell- und Simulationsergebnissen. Dies war zu erwarten, da in dem modifizierten Clausing-Modell die Unterteilung in zwei Zonen beibehalten wurde. Daher wird ein Teil des Übergangsbereichs, in dem die Temperatur abfällt, der Ruhezone zugeordnet. Der Bereich mit $T^* > 0,95$ entspricht nur dem Teil hoher Fluidtemperatur. Ein Vergleich der Verschiebung der Grenzfläche im Modell mit der Verschiebung der Ebene, in der für die mittlere Temperatur $T^* = 0,5$ gilt, ist in Abb. 6.7(b) gezeigt. Mit dieser Definition ergibt sich eine deutliche bessere Übereinstimmung. Wie schon bei den Ergebnissen für die Verluste tritt die größere Abweichung für den horizontalen Receiver bei seitlicher Anströmung auf. Hier wird die Position der Ebene im Simulationsmodell durch Wind zunächst kaum beeinflusst. Bei der Anströmgeschwindigkeit $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 7 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ ist die Temperatur überall niedriger als $T^* = 0,5$. Im Modell beginnen die Verluste schon bei einer geringeren Geschwindigkeit anzusteigen.

Insgesamt gibt das Modell die Ergebnisse des Experiments gut wieder. Größere Abweichungen treten für den Fall mit der Neigung $\phi = 30^\circ$ auf, bei dem der Effekt der Reduktion dominiert, der auch durch das erweiterte Modell nicht

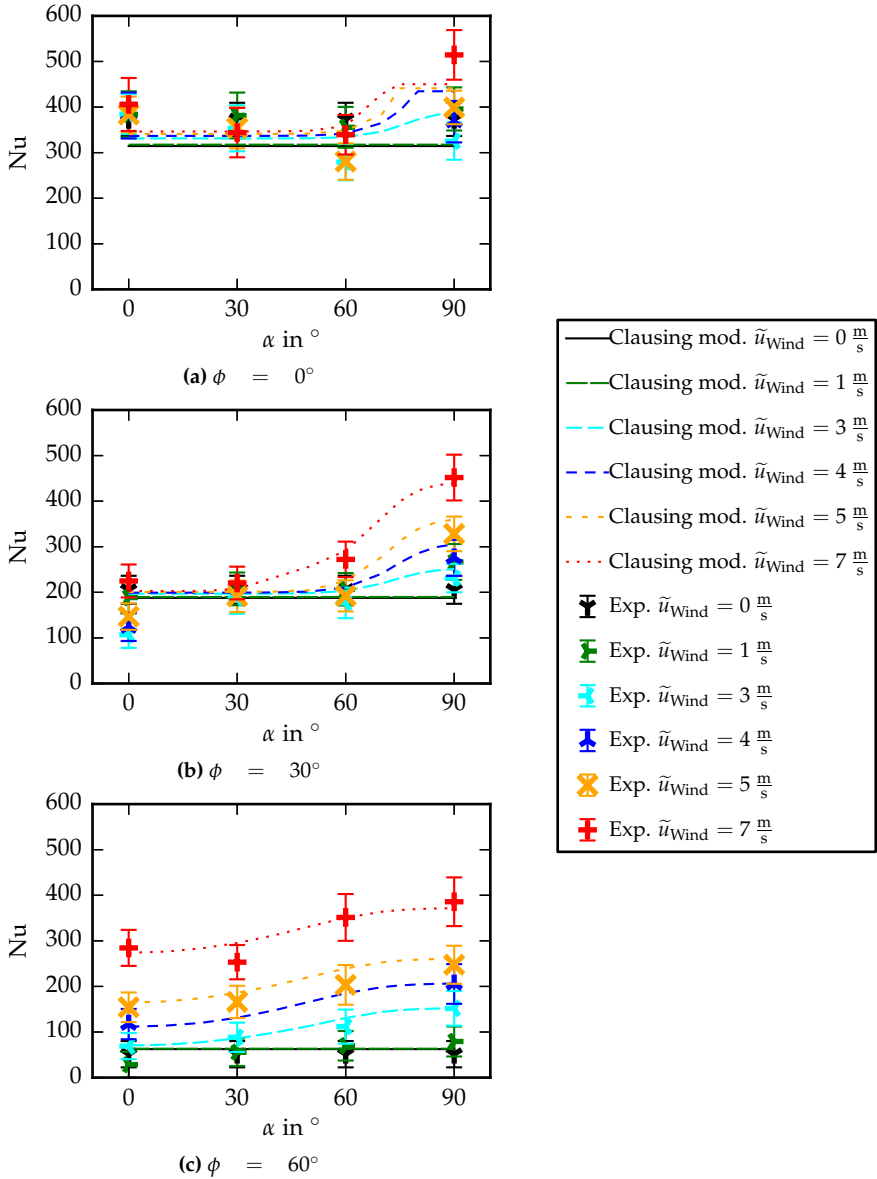


Abbildung 6.6.: Vergleich des Einflusses der Windrichtung auf die Verluste im modifizierten Clausing-Modell und den Experimenten.

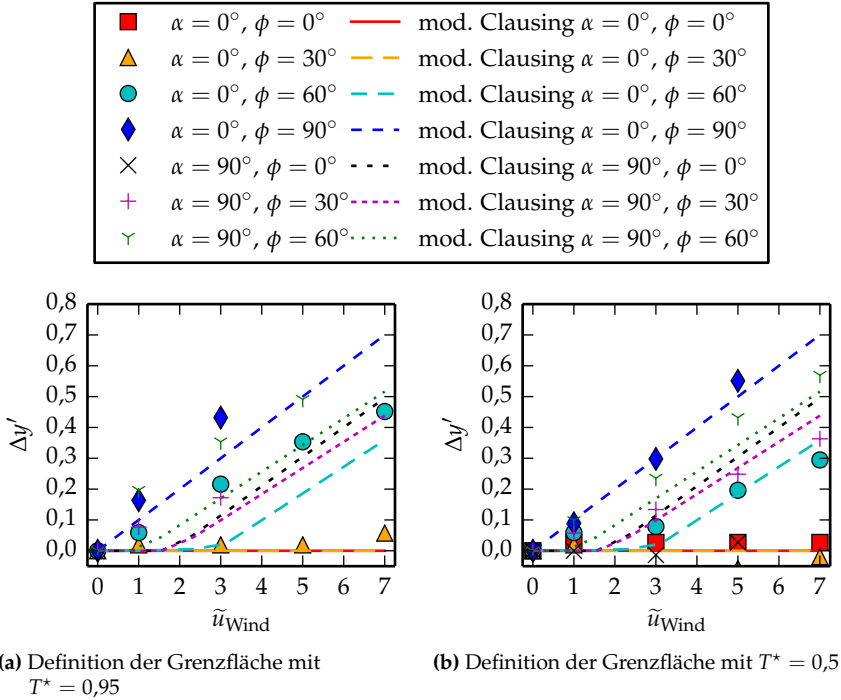


Abbildung 6.7.: Verkleinerung der Ruhezone in Simulation und im modifizierten Clausing Modell.

abgebildet wird. Im Falle von Seitenwind und dem leicht geneigten ($\phi = 30^\circ$) bzw. horizontalen Receiver treten ebenfalls größere Abweichungen auf. Hier beginnen die Verluste bei zu niedrigen Geschwindigkeiten anzusteigen. Für stark geneigte Receiver werden die Verluste gut vorhergesagt. In diesen Fällen werden die Veränderungen bei Variation der Anströmrichtung α ebenfalls sehr gut erfasst. Im Vergleich zur Vorhersage der Verluste bei Wind des ursprünglichen Modells ist die Vorhersage des modifizierten Modells deutlich verbessert. Die Standardabweichung von Modell und Experiment lässt sich für die gezeigten experimentellen Datenpunkte durch die Modifikation von knapp 110 auf knapp 40 in der Nusselt-Zahl reduzieren.

Das Modell wurde so einfach wie möglich gehalten, anstatt jeden Effekt detailliert zu berücksichtigen. Dennoch werden zufriedenstellende Ergebnisse erzielt. Das Modell wurde nur für den Bereich entwickelt, in dem L_{Wind} immer kleiner als die innere Receiverlänge ist. Was bei höheren Windgeschwindigkeiten passiert, kann mit den vorhandenen Ergebnissen nicht bestimmt werden. Daher sollte das Modell auch nur in diesem Bereich angewendet werden.

Weiterhin wurde versucht, das Modell möglichst allgemein zu halten, damit es, ebenso wie das Clausing-Modell, ein weites Anwendungsspektrum abdecken kann. Allerdings kann hier bislang nur festgehalten werden, dass das modifizierte Clausing-Modell den Einfluss von Wind für den Receiver dieser Studie besser wiedergibt als das ursprüngliche Clausing-Modell. Für eine Verallgemeinerung fehlen die Daten für Receiver anderer Geometrie und Größe. Hierbei stellt sich zum einen die Frage, ob die verwendeten Konstanten allgemeingültig sind oder an weitere Randbedingungen angepasst werden müssen. Zum anderen ist der hier verwendete Ansatz eventuell bei anderen Geometrien oder Größen nicht mehr anwendbar, da Wind in diesen Fällen die Verluste auf andere Weise beeinflusst.

7. Maßnahmen zur Reduktion der konvektiven Verluste

Für wenig geneigte Cavity-Receiver könnten die konvektiven Verluste eine ähnliche Größenordnung wie die Strahlungsverluste erreichen [5]. Wie die Ergebnisse dieser Arbeit zeigen, egalisiert Wind in vielen Fällen die Reduktion der Verluste durch natürliche Konvektion, die durch stärkeres Neigen erzielt wird. Bei hohen Windgeschwindigkeiten können die Verluste eines geneigten Cavity-Receivers auch das Niveau eines horizontalen Receivers bei natürlicher Konvektion übersteigen. Daher sollten Maßnahmen untersucht werden, die die konvektiven Verluste reduzieren oder zumindest den Anstieg der Verluste bei Wind dämpfen können. Im nächsten Abschnitt werden einige generelle Überlegungen zur Begrenzung der konvektiven Verluste vorgestellt, basierend auf den experimentellen und numerischen Ergebnissen. Eine Sammlung von weiteren Ideen zur Reduktion der Verluste wurde in einer im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Masterarbeit vorgestellt und bewertet [76]. Zwei der vorgestellten Maßnahmen werden im Anschluss detaillierter diskutiert.

7.1. Generelle Überlegung zur Reduktion der konvektiven Verluste

Die konvektiven Verluste können zwar durch direkte Modifikationen am Cavity-Receiver reduziert werden, aber mit Blick auf die Verluste durch Wind sollte der Turm, in dem der Receiver integriert ist, berücksichtigt werden. Zwar wird in dieser Arbeit der Cavity-Receiver isoliert betrachtet, dennoch lassen sich aus den Ergebnissen einige Maßnahmen ableiten, die den Einfluss von Wind potentiell dämpfen können. Im Experiment und den Simulationen führte Seitenwind $\alpha = 90^\circ$ zu den höchsten Verlusten. Dies ist wie beschrieben

auf die Ablösung der Strömung und dem damit verbundenen Wirbel vor der Apertur zurückzuführen. Bei Anströmung aus anderen Richtungen wird die Strömung durch den Apertur-Ring umgelenkt und fließt parallel zur Öffnung. Die Auswirkungen auf die Verluste sind erheblich kleiner: In manchen Fällen führt die parallele Strömung sogar zu einer Reduktion der Verluste. Daher sollte bei der Form des Turmes darauf geachtet werden, dass für möglichst viele Anströmrichtungen die Strömung so umgelenkt wird, dass sie parallel zur Apertur-Öffnung fließt. Hierfür ist der Apertur-Ring ebenfalls von großer Bedeutung. Dies zeigt auch der Vergleich zu den Ergebnissen von Fang et al. [25]. Wegen des fehlenden Apertur-Rings kann der Wind beim untersuchten Design besser in den Cavity-Receiver eindringen und höhere Geschwindigkeiten in Wandnähe induzieren. Diese führen wiederum zu einem höheren Wärmeübergangskoeffizienten und damit zu höheren Verlusten.

7.2. Reduktion der Verluste durch ein Teilfenster

Eine Möglichkeit, die Verluste von Cavity-Receivern zu verringern, sind transparente Abdeckungen mit denen die Apertur verschlossen wird [58]. Durch das Fenster kann der Austausch von Luft durch die Apertur unterbunden werden, so dass keine konvektiven Verluste auftreten. Außerdem verringert ein Fenster die Strahlungsverluste. Ein Teil der Wärmestrahlung des Cavity-Receiver wird durch das Fenster absorbiert und ein weiterer Teil zurück in den Hohlraum reflektiert. Gleichzeitig wirkt sich das Fenster jedoch nachteilig auf die Strahlung vom Heliostatfeld aus, da das Fenster auch einen Teil dieser Strahlung absorbiert bzw. reflektiert. Als Folge ist die durch die Innenflächen absorbierte Strahlung geringer. Mit Hilfe geeigneter Anti-Reflex-Beschichtungen lassen sich diese Verluste jedoch minimieren. Um die hohe Transmissivität im Betrieb sicher zu stellen, muss das Fenster jedoch regelmäßig gereinigt werden. Zusätzlich stellt die hohe Strahlungsleistung in der Apertur hohe Anforderung an das Material.

Mit zunehmender Größe des Cavity-Receiver wird der Einsatz von Fenstern immer problematischer, da die maximal realisierbare freie Länge von Fenster oder Fensterelementen überschritten wird. Jedoch lässt sich auch für große Receiver ein Teil am Rand der Apertur-Öffnung mit einem Fenster bedecken.

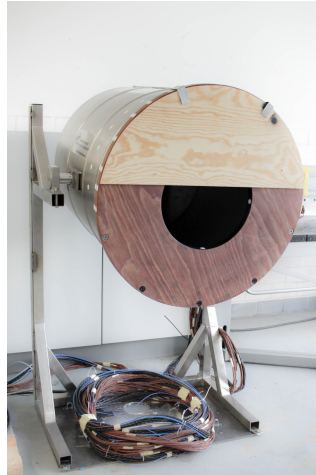


Abbildung 7.1.: Modell-Receiver mit nachgebildetem Teilfenster

In diesem Fall werden nur kürzere Elemente benötigt. In dieser Arbeit wurde exemplarisch ein Teilfenster untersucht, das das obere Drittel der Apertur bedeckt. Ziel ist es, durch das Teilfenster die Ausdehnung der Ruhezone zu vergrößern analog zum Effekt eines größeren Neigungswinkels. Im Experiment wurde das Teilfenster durch eine Holzplatte nachgebildet (Abb. 7.1). Für diesen Fall wurden die beiden charakteristischen Windrichtungen $\alpha = 0^\circ$ (frontal) und $\alpha = 90^\circ$ (seitlich) untersucht.

Im Simulationsmodell wurde die Apertur derart verkleinert, dass sich der gleiche offene Querschnitt ergibt. Daher hat das Fenster im Simulationsmodell die gleiche Dicke und Position wie der Apertur-Ring. Durch diese Maßnahme bleibt das Netz vergleichbar zu den vorherigen Fällen, so dass die Ergebnisse besser verglichen werden können. Die Simulationsläufe wurden mit einem größeren Gitter entsprechend dem mit der Bezeichnung „f0.75“ aus Tabelle 3.5 auf Seite 62 durchgeführt.

Die Ergebnisse der in Experiment und Simulationen untersuchten Fälle sind in Abb. 7.2 für frontale und in Abb. 7.3 für seitliche Anströmung gezeigt. Neben der absoluten Reduktion der Verluste ist auch die relative Veränderung für Experiment und Simulationen dargestellt. Als Bezugswert für die simulierte

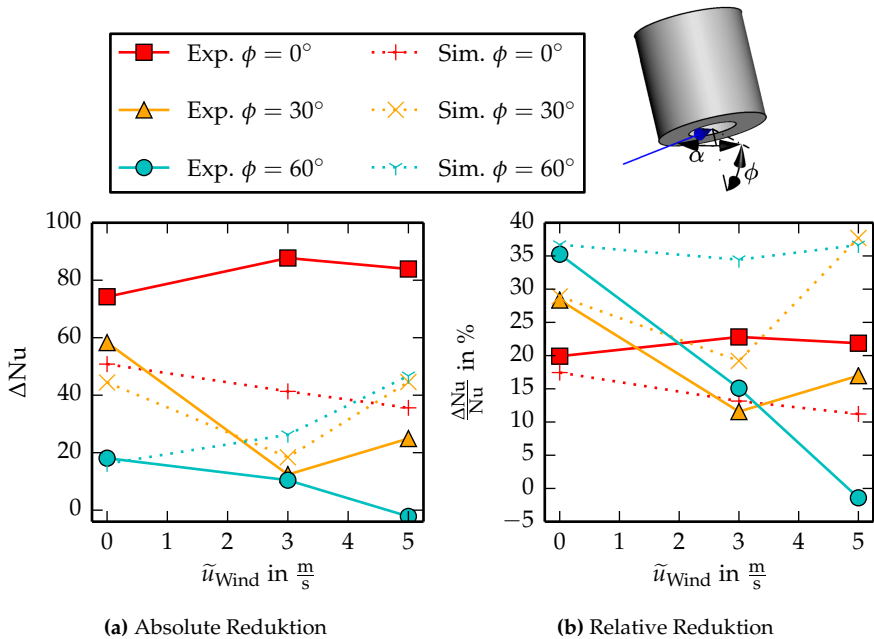


Abbildung 7.2.: Vergleich des experimentell und numerisch bestimmten Reduktionspotentials durch das Teilfenster für frontale Anströmung.

Reduktion wurde ebenfalls das Ergebnis des größten Gitters verwendet. In den allermeisten Fällen ist die absolute Reduktion der Verluste in den Simulationen niedriger als im Experiment. Dies war zu erwarten, da auch schon die absoluten Verluste durch die Simulationen unterschätzt werden. Wie auch schon die dimensionslosen Verluste sind die absoluten Reduktionen der Verluste in den Simulationen in den allermeisten Fällen niedriger. Die berechneten und experimentell bestimmten relativen Reduktionen stimmen besser überein. Insbesondere bei natürlicher Konvektion ist eine sehr gute Übereinstimmung zu beobachteten. In diesem Fall sinkt mit steigendem Neigungswinkel die absolute Reduktion. Da gleichzeitig aber die Verluste stärker sinken, steigt das relative Reduktionspotential an. Bei seitlicher Anströmung und horizontalem oder leicht geneigtem Cavity-Receiver wird die Reduktion ebenfalls sehr gut berechnet (vgl. Abb. 7.3). Bei dieser Anströmung verringern sich die absolute

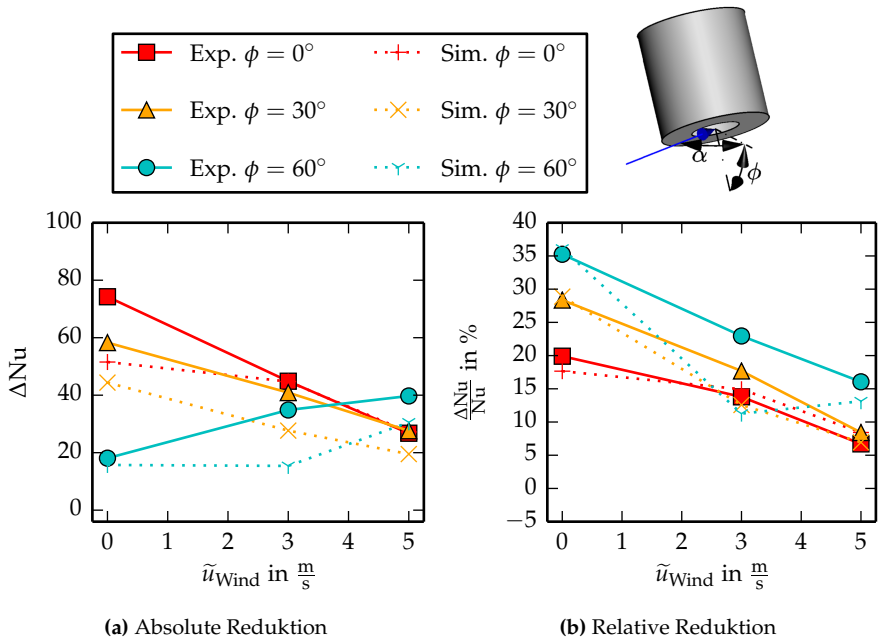


Abbildung 7.3.: Vergleich des experimentell und numerisch bestimmten Reduktionspotentials durch das Teilfenster für seitliche Anströmung.

und die relative Reduktion mit steigender Anströmgeschwindigkeit. Ähnliche Ergebnisse liefern Simulationen und Experiment auch für die seitliche Anströmung und den stark geneigten Receiver. Im Experiment steigt die absolute Reduktion schon bei der Anströmgeschwindigkeit $\tilde{u}_{Wind} = 3 \frac{m}{s}$ stärker an. Die im Experiment bestimmten relativen Verluste fallen dadurch zunächst langsamer ab.

Beim horizontalen Receiver und frontaler Anströmung bleibt die experimentell bestimmte Reduktion nahezu konstant, wohingegen die Reduktion in den Simulationen ein wenig abnimmt. Für den leicht geneigten Receiver werden die Verluste bei der Anströmgeschwindigkeit $\tilde{u}_{Wind} = 3 \frac{m}{s}$ durch den natürlichen Luftvorhang ohnehin schon derart reduziert, dass das Fenster kaum eine Verbesserung bringt. Bei der höheren Geschwindigkeit nimmt in den Simulationen das absolute und relative Reduktionspotential wieder stark zu,

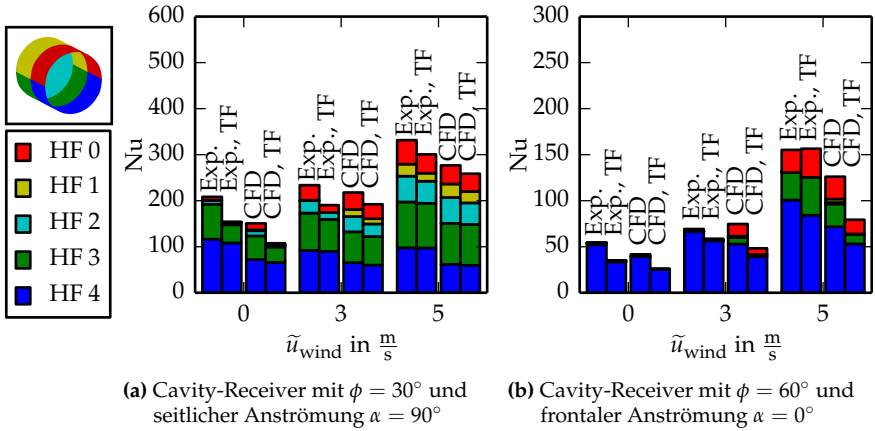


Abbildung 7.4.: Verteilung der Wärmeverluste auf die HF in Simulation und Experiment mit und ohne Teilfenster (TF).

wohingegen die Reduktion im Experiment nur weniger ansteigt. Für den stark geneigten Receiver bei frontaler Anströmung ergeben sich deutliche Abweichungen zwischen Experiment und Simulationen. Im Experiment nimmt das Reduktionspotential mit dem Wind ab. Bei der höchsten Windgeschwindigkeit $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bringt das Fenster keine Verbesserung. In den Simulationen steigt das absolute Reduktionspotential mit der Windgeschwindigkeit an, so dass die relative Reduktion nahezu konstant bleibt.

Zur Erläuterung der Wirkungsweise des Fensters ist die Verteilung der Wärmeverluste für den Fall seitlicher Anströmung und leicht geneigtem Receiver ($\phi = 30^\circ$) in Abb. 7.4(a) gezeigt. Das Fenster verringert, wie erwartet, die Verluste in den oberen bzw. in diesem Fall der hinteren HF, weil die Ruhezone durch das Fenster vergrößert wird. Dieser Effekt findet sich sowohl im Experiment als auch in den Simulationen wieder. Bei Wind steigen die Verluste dieser HF wie in den vorherigen Fällen wieder an. Diese Zunahme ist bei Wind stärker, so dass die Reduktion mit zunehmender Anströmung abnimmt. Die beschriebene Wirkung des Fensters ist in den übrigen nicht gezeigten Fällen ähnlich.

Beim zweiten, in Abb. 7.4(b) gezeigten Fall des stark geneigten Receivers ($\phi = 60^\circ$) und frontaler Anströmung treten die oben genannten großen Abweichungen zwischen Experiment und Simulationen auf. Die Verteilung der Wärmeverluste auf die verschiedenen Zonen zeigt für den Fall ohne Anströmung eine gute Übereinstimmung. Bei Wind mit $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ steigen die Verluste der HF 0 und 3 der Cavity mit Teilfenster im Experiment deutlich an. Die Verluste dieser beiden HF sind höher als im Referenzfall ohne Fenster. Somit ergeben sich trotz geringerer Verluste der HF 4 die gleichen Gesamtverluste. In den Simulationen des Cavity-Receivers mit Teilfenster steigen die Verluste der HF 0 und 3 bei Wind deutlich weniger an als im Fall ohne Fenster. Dadurch ergibt sich die klare Reduktion. In diesem Fall unterscheidet sich die Verkleinerung des Bereichs hoher Fluidtemperatur in der Simulation von der im Experiment, so dass die hohe Abweichung zwischen berechnetem und gemessenem Reduktionspotential entsteht. Im Experiment dringt die Kaltluft offenbar deutlich tiefer in den Cavity-Receiver ein als in den Simulationen. Eine mögliche Erklärung für die Abweichung sind die Unterschiede zwischen simulierter und experimentell untersuchter Geometrie, die nur unter diesen Bedingungen so deutlich zum Tragen kommen. Ein anderer Erklärungsansatz wäre ein Spalt zwischen Holzplatte und Apertur-Ring, durch den zusätzliche Kaltluft in das Innere des Cavity-Receivers eindringt. Möglicherweise tritt in dieser Konfiguration aber auch ein Effekt auf, der durch die Simulationen nicht richtig abgebildet wird. Letztlich kann die Frage nach der Ursache aus den vorliegenden Daten nicht beantwortet werden.

Für eine abschließende Bewertung des Teilfensters müsste der Einfluss auf die Strahlung berücksichtigt werden. Durch die Strahlungsabsorption heizt sich ein reales Fenster auf und beeinflusst dadurch zusätzlich die Strömung. Aufgrund der Randbedingungen im KKK wurde dieser Effekt nicht berücksichtigt. Dennoch deutet sich an, dass durch den Einsatz eines Teilfensters eine deutliche Reduktion der konvektiven Verluste erzielt werden kann. Außerdem zeigt sich, dass durch das Simulationsmodell relative Veränderungen vorhergesagt werden können. Allerdings ist bei Interpretation der CFD-Ergebnisse Vorsicht geboten: Unter Umständen werden Effekte nicht abgebildet und so vom Experiment abweichende Ergebnisse vorhergesagt. Eine abschließende Bewertung ist daher nur in Kombination mit Experimenten möglich.

7.3. Reduktion der Verluste durch einen Luftvorhang

Ein Luftvorhang ist eine Anlage, die an einer Öffnung eines Raumes installiert wird und durch Ausblasen eines Luftstroms eine Barriere zwischen der Luft im Inneren und der Außenluft aufbaut. Ein Einsatzzweck ist die Trennung von Luftmassen unterschiedlicher Temperatur. Beispielsweise werden diese Anlagen in Kaufhäusern oder an Toren von Werkshallen eingesetzt, um die Wärmeverluste bei geöffneter Tür bzw. geöffneten Toren zu minimieren. Bei einem Cavity-Receiver liegt ein prinzipiell ähnliches Problem vor, allerdings mit deutlich höheren Temperaturdifferenzen. Wie in Abschnitt 1.2 beschrieben, wurde der Einsatz eines Luftvorhangs in [37] bei einem Receiver mit $\phi = 0^\circ$ numerisch untersucht. Die Verluste konnten in vielen Fällen deutlich reduziert werden. Allerdings wurde der Einsatz eines Luftvorhangs für große Cavity-Receiver mit verschiedenen Neigungswinkeln bisher nicht untersucht. Wie beschrieben konnte in der aktuellen Arbeit auch für geneigte Receiver eine deutliche Reduktion der Verluste durch einen natürlichen Luftvorhang festgestellt werden. Die Auswirkungen eines solchen Luftvorhangs auf die Verluste mit und ohne Wind wurden in einer im Rahmen der aktuellen Studie durchgeführten Masterarbeit [76] detailliert untersucht. Die wesentlichen Ergebnisse werden hier im Folgenden vorgestellt.

Die Auswirkungen des Einsatzes eines Luftvorhangs auf die konvektiven Verluste wurden nur numerisch untersucht. Um Vergleichbarkeit zu den vorherigen Ergebnissen zu behalten, wurde das Simulationsmodell des Modell-Receiver im KKK beibehalten. Daher müssen auch hier die mit der Tilde gekennzeichneten Größen entsprechend skaliert werden. Das Rechengitter wurde so modifiziert, dass durch die obere Hälfte des Randes der Apertur Fluid mit Umgebungstemperatur eingeblasen werden kann. Die Ausblasung erfolgt über die gesamte Dicke der Apertur in einer Ebene, die zur Ebene der Öffnung um den Winkel θ verdreht werden kann. Die Größen sind in Abb. 7.5 dargestellt. Für den Luftvorhang wurde eine Turbulenzintensität von 10 % angenommen. Im Turbulenzbereich 0 – 20 % hat die Intensität des einströmenden Fluids keinen Einfluss auf den Luftvorhang [77]. Nach Foster et al. [78] liegt die Turbulenzintensität von Industrie-Luftvorhängen im Bereich 10-20 %.

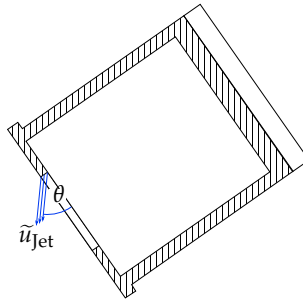


Abbildung 7.5.: Skizze der Parameter des Luftvorhangs

Um möglichst viele Parametervariationen durchführen zu können, wurden auch hier die Simulationsläufe mit einem gröberen Gitter entsprechend dem mit der Bezeichnung „f0.75“ aus Tabelle 3.5 auf Seite 62 durchgeführt.

In einem ersten Schritt wurde der Luftvorhang in der Ebene der Apertur ausgeblasen ($\theta = 0^\circ$) und die Ausblasgeschwindigkeit variiert. Die Simulationsläufe wurden für frontale Anströmung und seitliche Anströmung verschiedener Geschwindigkeiten im Bereich $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 0 - 5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ durchgeführt. Die resultierende Nusselt-Zahl als Funktion der Ausblasgeschwindigkeit mit der Windgeschwindigkeit als Parameter ist in Abb. 7.6 bis 7.8 jeweils für die verschiedenen Neigungen ϕ bei unterschiedlichen Windrichtungen α dargestellt. Zusätzlich ist auch die inverse Richardson-Zahl, gebildet mit der Reynolds-Zahl der Ausblasgeschwindigkeit ($\text{Re}_{\text{jet}} = \frac{\tilde{u}_{\text{jet}} \tilde{\rho}_{\text{ref}} \tilde{D}_i}{\mu_{\text{ref}}}$), angegeben. Zur Analyse wurden erst stationäre Simulationen verwendet, die wegen des höheren Iterationsfehlers eine höhere Unsicherheit aufweisen. Im Bereich von Interesse wurden dann die Verluste mit instationären Simulationen nachgerechnet. Die Fälle, in denen nur die stationäre Lösung vorliegt, sind mit einem offenen Symbol gekennzeichnet.

Ähnlich wie in den Fällen des natürlichen Luftvorhangs reduzieren sich die Verluste zunächst mit steigender Ausblasgeschwindigkeit. Nach Durchlaufen eines Minimums steigen die Verluste wieder an. Dieser prinzipielle Verlauf lässt sich bei allen untersuchten Neigungen, Windrichtungen und -geschwindigkeiten feststellen. Allerdings unterscheidet sich die Ausprägung des Minimums in den einzelnen Fällen deutlich. Beim horizontalen Receiver

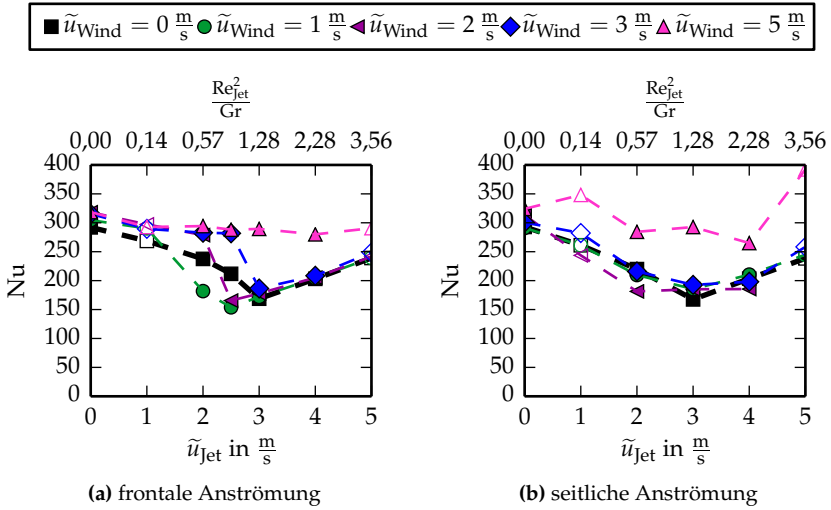


Abbildung 7.6.: Einfluss der Ausblasgeschwindigkeit des Luftvorhangs auf die konvektiven Verluste des horizontalen Modell-Receiver.

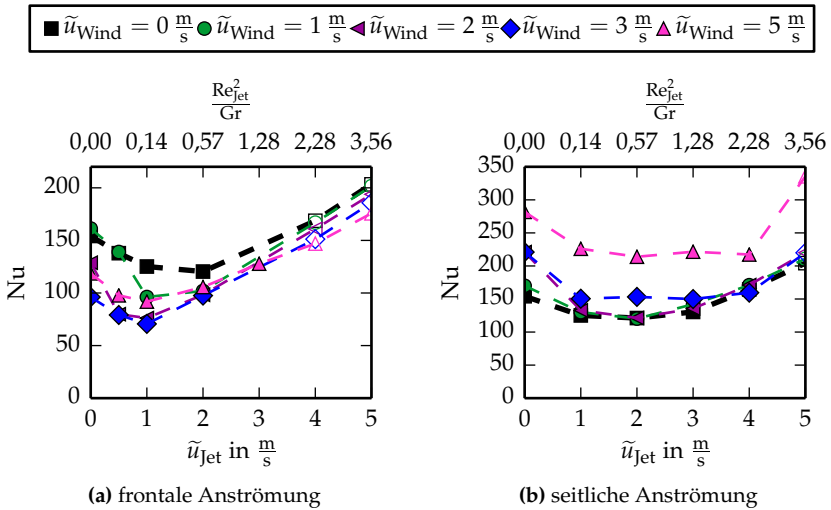


Abbildung 7.7.: Einfluss der Ausblasgeschwindigkeit des Luftvorhangs auf die konvektiven Verluste des Modell-Receiver bei der Neigung $\phi = 30^\circ$.

7.3. Reduktion der Verluste durch einen Luftvorhang

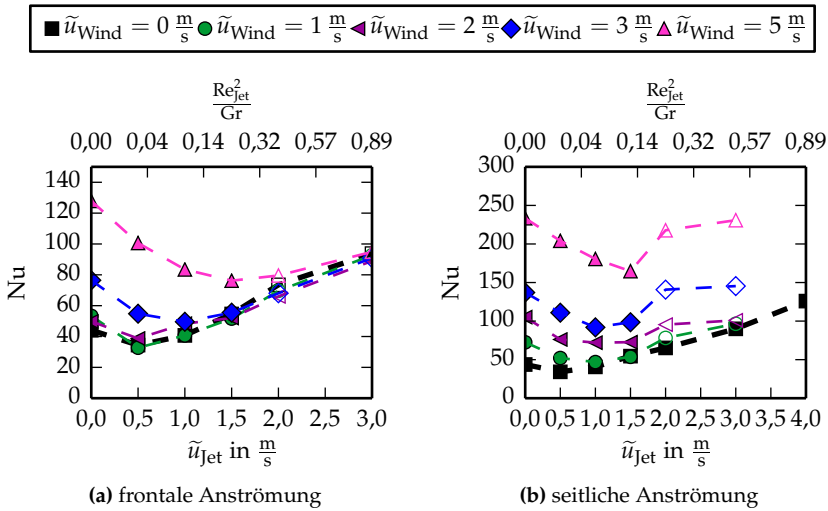


Abbildung 7.8.: Einfluss der Ausblasgeschwindigkeit des Luftvorhangs auf die konvektiven Verluste des Modell-Receiver bei der Neigung $\phi = 60^\circ$.

und frontaler Anströmung fallen die Verluste ab einer Ausblasgeschwindigkeit im Bereich $2 - 3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ plötzlich ab und steigen für höhere Geschwindigkeiten wieder an. Beim Receiver mit der Neigung $\phi = 30^\circ$ und Seitenwind ist das Minimum sehr breit. Die Verluste unterscheiden sich im Bereich $1 - 3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ nur wenig. Zwei weitere grundlegende Tendenzen sind zu beobachten. Einerseits reduziert sich die Geschwindigkeit bei der die Verluste minimal werden mit steigendem Neigungswinkel. Andererseits führen höhere Windgeschwindigkeiten in den meisten Fällen zu höheren Ausblasgeschwindigkeiten im Minimum der Verluste. Ausnahmen für die zweite Tendenz sind beispielsweise der horizontale und leicht geneigte ($\phi = 30^\circ$) Fall bei frontaler Anströmung. Hier führen höhere Windgeschwindigkeiten zunächst zu einer Reduktion der benötigten Ausblasgeschwindigkeit.

Die Auswirkungen des künstlichen Luftvorhangs auf die Vorgänge im Inneren des Cavity-Receiver sind analog zu denen des natürlichen Luftvorhangs. Die kombinierten Temperatur-Geschwindigkeits-Plots bei frontaler Anströmung und verschiedenen Ausblasgeschwindigkeiten sind für den horizontalen Receiver in Abb. 7.9 gezeigt. Bei sehr niedrigen Ausblasgeschwindigkeiten wird

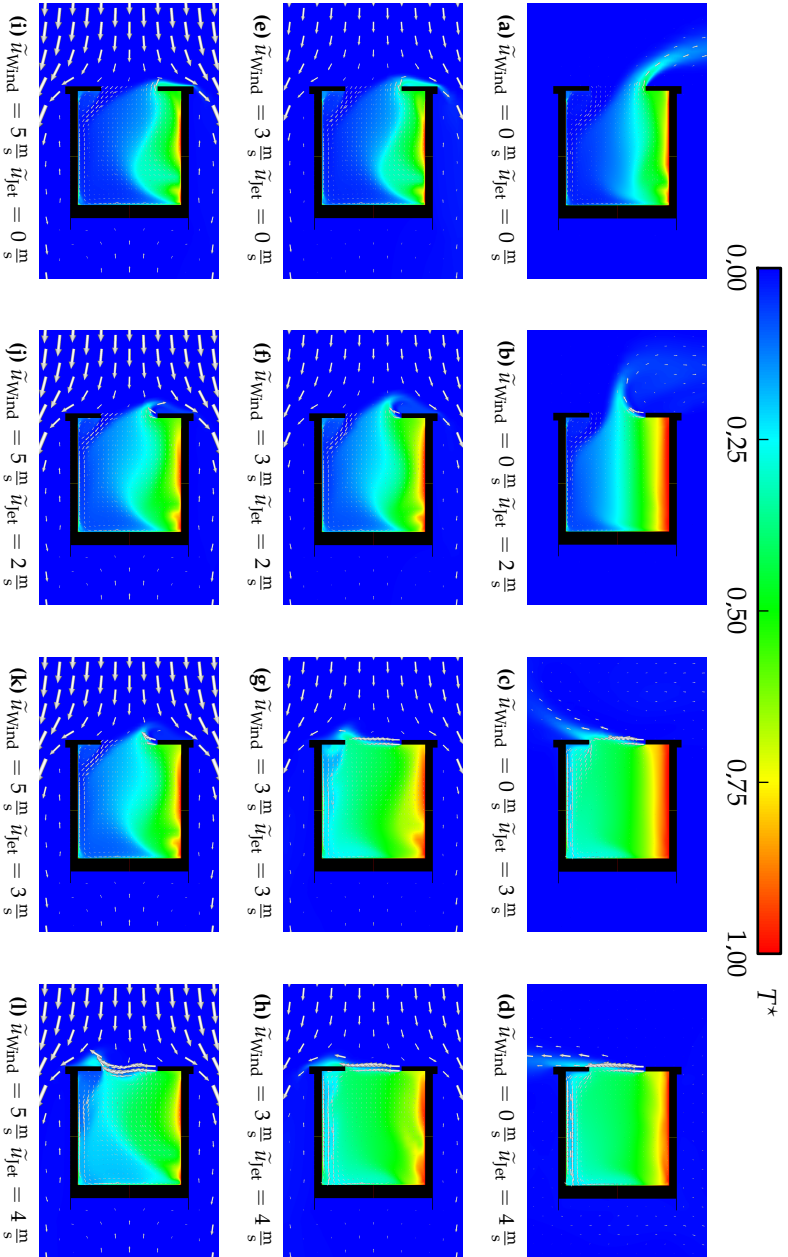


Abbildung 7.9.: Einfluss des Luftvorhangs auf die Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung im Inneren des horizontalen Cavity-Receivers bei frontaler Anströmung.

das Fluid des Vorhangs durch das austretende warme Fluid umgelenkt (z. B. Abb. 7.9(b)). Ist der ausgeblasene Impulsstrom ausreichend, wird das warme Fluid umgelenkt und der Luftvorhang beginnt zu schließen (Abb. 7.9(c)). Wie beim natürlichen Luftvorhang steigt als Folge die Temperatur im unteren Teil des Cavity-Receiver an und somit werden die Verluste reduziert. Zusätzlich wird auch der Bereich hoher Fluidtemperatur stabilisiert. In diesem Geschwindigkeitsbereich werden die Verluste typischerweise minimal. Mit steigender Ausblasgeschwindigkeit beginnt der Vorhang ebenso wie Wind den Bereich hoher Fluidtemperatur zu verkleinern (Abb. 7.9(d)). Als Folge steigen die Verluste an. Zusätzlich interagiert das eingeblasene Fluid mit der äußeren Strömung. Hierdurch wird die Umlenkung des Vorhangs durch das austretende Fluid verstärkt oder der Vorhang unterstützt. Beispiel hierfür ist der steile Abfall der Verluste mit steigender Ausblasgeschwindigkeit beim horizontalen Receiver und frontaler Anströmung. Ist der Impuls des ausgeblasenen Fluids zu gering, wird der Luftvorhang durch den warmen Fluidstrom nach oben umgelenkt und zusätzlich durch die äußere Strömung gegen den oberen Teil des Apertur-Rings gedrückt (Abb. 7.9(f)). Mit steigendem Impuls des Vorhangs wird das Schließen des Vorhangs durch den Wind unterstützt und somit der benötigte Impuls reduziert (Abb. 7.9(g)). Mit zunehmender Windgeschwindigkeit muss der Luftvorhang nicht nur das warme Fluid vor dem Austritt aus dem Cavity-Receiver hindern, sondern auch das Innere vor der äußeren Strömung schützen. Dementsprechend steigt der benötigte Impuls an. Das eingeblasene Fluid reduziert die Störung, die durch den Wind im Inneren des Cavity-Receiver verursacht wird. Als Folge vergrößert sich die Ruhezone. Dieser Effekt ist besonders gut in den Temperatur-Geschwindigkeits-Plots für den stark geneigten Receiver in Abb. 7.10 zu erkennen, insbesondere in Abb. 7.10(i) und 7.10(k). Bei zu hohem Impuls hat das eingeblasene Fluid jedoch auch bei Wind einen negativen Einfluss auf die Schichtung und verursacht daher ansteigende Verluste.

Mit zunehmender Neigung muss die Ausblasgeschwindigkeit reduziert werden, da andernfalls der Luftvorhang selbst die Temperaturschichtung stört. Daher wird der Luftvorhang bei wenig Wind bei sehr niedrigen Geschwindigkeiten betrieben und schließt daher nicht vollständig (Abb. 7.10(a) bis 7.10(d)). Die Reduktion der Verluste entsteht durch eine geringfügige Vergrößerung

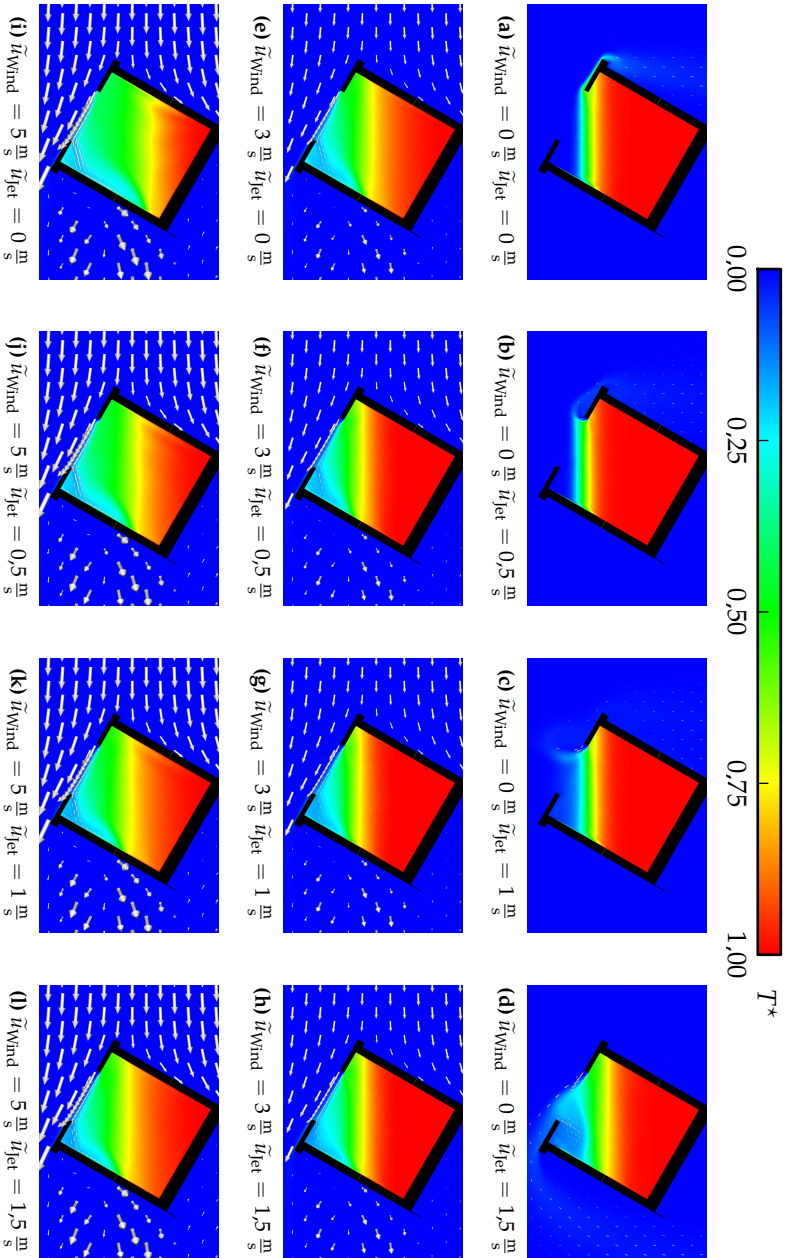


Abbildung 7.10: Einfluss des Luftvorhangs auf die Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung im Inneren des stark geneigten Cavity-Receivers ($\varphi = 60^\circ$) bei frontaler Anströmung.

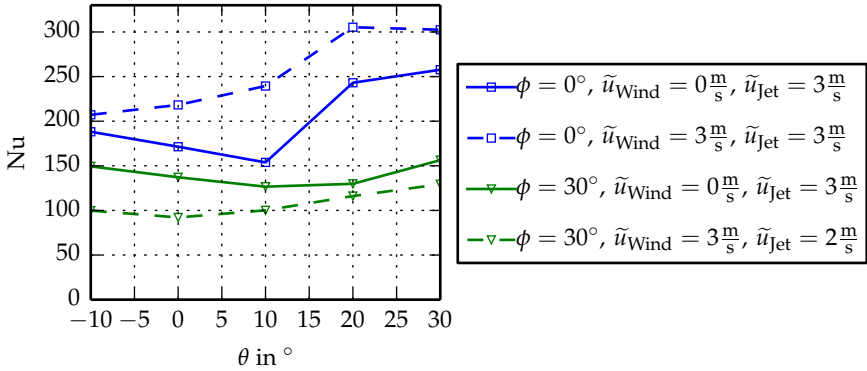


Abbildung 7.11.: Einfluss des Ausblaswinkels auf die konvektiven Verluste des Modell-Receiver. Bei negativem Ausblaswinkel wird der Fluidstrom in Richtung des Inneren des Cavity-Receiver geblasen.

des Bereichs hoher Fluidtemperatur. Die Effekte in den übrigen Fällen ähneln den oben beschriebenen und werden daher hier nicht wiederholt.

Zusätzlich wurde ausgehend von der optimalen Ausblasgeschwindigkeit für den horizontalen und den leicht geneigten Receiver bei natürlicher Konvektion bzw. frontaler Anströmung der Ausblaswinkel θ variiert. Die Ergebnisse sind in Abb. 7.11 dargestellt. Durch Anpassung des Ausblaswinkels θ lässt sich in den untersuchten Fällen eine weitere geringe Reduktion im Bereich von 3 – 8 % der Verluste erzielen. Der Effekt ist somit jedoch deutlich kleiner als der durch die Ausblasung. Im Anwendungsfall sollte eine Optimierung des Winkels durchgeführt werden. Für die erste Abschätzung des Potentials des Luftvorhangs werden in dieser Arbeit nur die Ergebnisse paralleler Ausblasung $\theta = 0^\circ$ genutzt.

Die Zusammenfassung der maximalen absoluten und relativen Reduktion bei $\theta = 0^\circ$ sind für frontale Anströmung in Abb. 7.12 und für seitliche Anströmung in Abb. 7.13 gezeigt. Die optimale Ausblasgeschwindigkeit \tilde{u}_{Jet} ist ebenfalls aufgeführt. Mit steigendem Neigungswinkel nimmt das absolute Reduktionspotential des Luftvorhangs ab. Dieser wirkt sich nur auf die Wände im Bereich niedriger Fluidtemperatur aus, der mit zunehmender Neigung

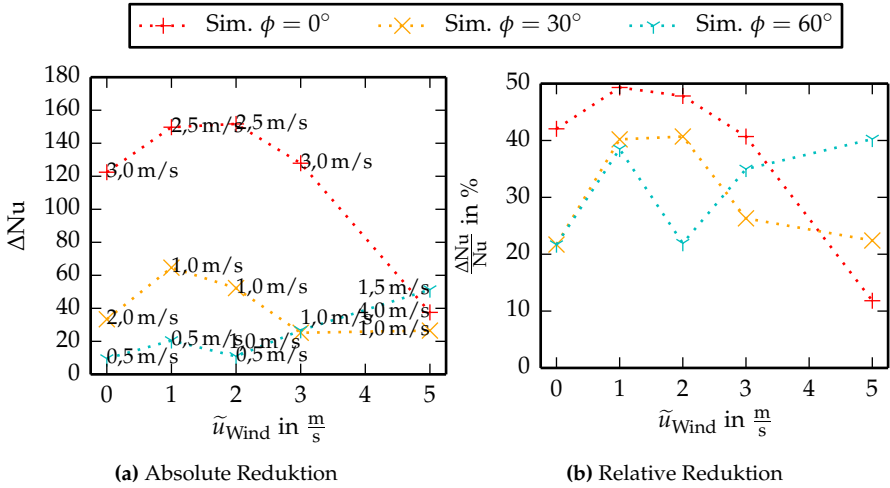


Abbildung 7.12.: Reduktionspotential des Luftvorhangs bei frontaler Anströmung. Die Ausblasgeschwindigkeit u_{jet} ist als Parameter an den Datenpunkten gezeigt.

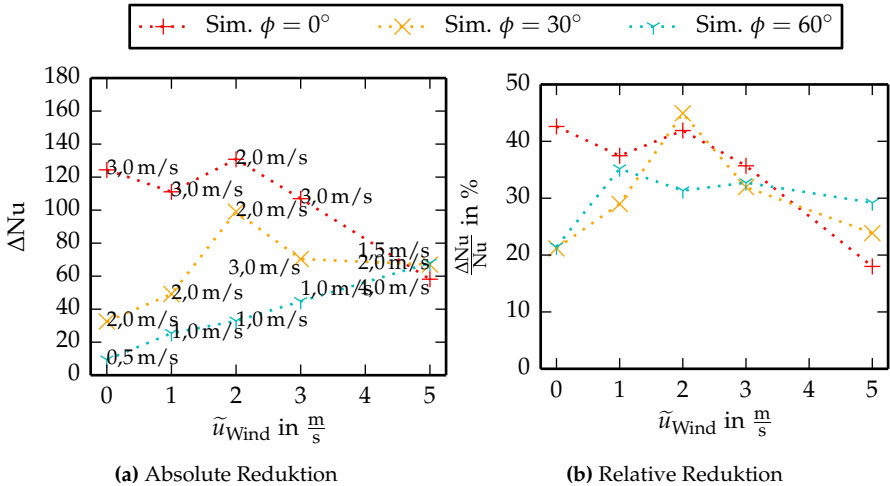


Abbildung 7.13.: Reduktionspotential des Luftvorhangs bei seitlicher Anströmung. Die Ausblasgeschwindigkeit \tilde{u}_{jet} ist als Parameter an den Datenpunkten gezeigt.

immer kleiner wird. Mit Wind wird dieser Bereich größer, so dass auch das absolute Reduktionspotential des Luftvorhangs für geneigte Receiver zunimmt. Zusätzlich wird durch den Luftvorhang auch der Bereich hoher Fluidtemperatur geschützt. Ausnahme ist hier der um $\phi = 30^\circ$ geneigte Receiver, bei dem sich bei Wind der natürliche Luftvorhang ausbildet. Hier ist, wie beschrieben, das Potential begrenzt. Beim horizontalen Receiver nimmt das Reduktionspotential mit steigender Windgeschwindigkeit tendenziell ab. Allerdings tritt die höchste Reduktion bei einer frontalen Anströmung mit $\tilde{u}_{\text{Wind}} = 2 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ auf.

Bei der Bewertung des Luftvorhangs muss beachtet werden, dass zum Betrieb des Luftvorhangs elektrische Energie benötigt wird. Um die Größenordnung der benötigten Leistung abzuschätzen, werden die Ergebnisse auf den realen Receiver unter Umgebungsbedingung aus Tabelle 3.7 auf Seite 66 transformiert. Die benötigte elektrische Leistung des Luftvorhangs wird aus der kinetischen Energie des ausgeblasenen Fluids kombiniert mit einem Wirkungsgrad η_{Jet} für das Gebläse

$$P_{\text{Jet}} = \frac{\rho_{\infty} u_{\text{Jet}}^3 b_{\text{Jet}} D_{\text{Ap}}}{2\eta_{\text{Jet}}} \quad (7.1)$$

abgeschätzt. Die Ausblasung erfolgt über dem gesamten Durchmesser D_{Ap} und der Breite b_{Jet} . In der Masterarbeit [76] wurden die Herstellerdaten verschiedener Luftvorhänge ausgewertet. Aus den Daten wurde ein mittlerer Wirkungsgrad von $\eta_{\text{Jet}} = 19\%$ abgeschätzt. Die benötigte elektrische Leistung sowie die aus der Nusselt-Zahl berechnete absolute Reduktion der konvektiven Verluste ist in Abb. 7.14 gezeigt. Bei dem Vergleich der beiden Leistungen muss zum einen beachtet werden, dass es sich bei P_{Jet} um elektrische Leistung und bei $\Delta\dot{Q}_{\text{konv,Sim}}$ um einen Wärmestrom handelt. Aber auch bei Berücksichtigung eines Wirkungsgrades von rund 30 % für die Umwandlung von Wärmeenergie in elektrische Energie ist der Gewinn an elektrischer Energie durch Einsatz des Luftvorhangs um ein bis zwei Größenordnungen größer als der notwendige Aufwand.

Insgesamt lassen sich in den Simulationen durch den Luftvorhang insbesondere für horizontale und wenig geneigte Receiver beachtliche Reduktionen erzielen. Da dieses Verfahren nur mit Hilfe des Simulationsmodells untersucht wurde, ist Zurückhaltung bei der Interpretation geboten. Allerdings ist im Experiment durch den natürlichen Luftvorhang eine Reduktion um ca. 50 %

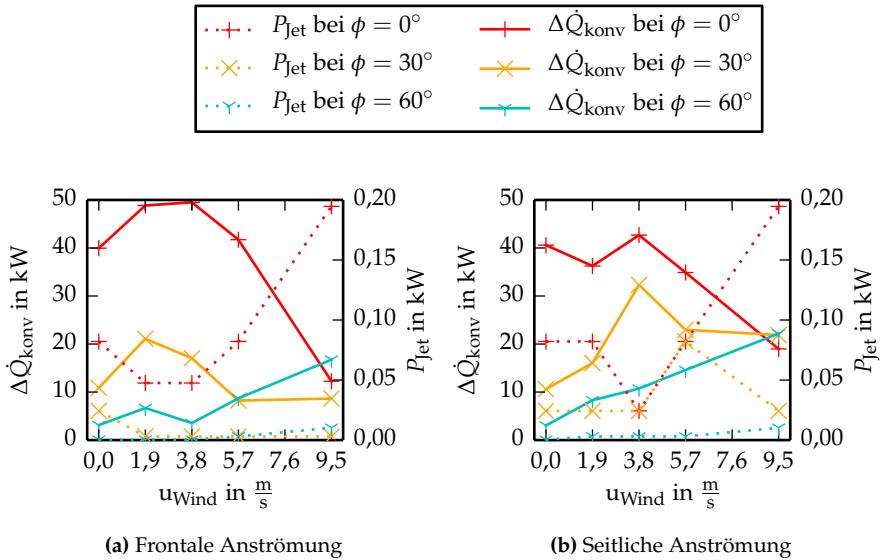


Abbildung 7.14.: Benötigte elektrische Leistung für den Betrieb des Luftvorhangs sowie die berechnete Ertragssteigerung für den skalierten Receiver.

beobachtet worden, so dass das numerisch bestimmte Reduktionspotential durchaus realistisch erscheint. Für geneigte Receiver lässt sich der Anstieg der Verluste bei Wind etwas abmildern. Eine einfache Abschätzung zeigt auch, dass die benötigte elektrische Leistung für den Betrieb des Luftvorhangs gegenüber dem Reduktionspotential fast vernachlässigbar klein ist.

8. Zusammenfassung und Ausblick

Ein Ziel dieser Arbeit war die Bewertung des Einflusses von Wind auf die konvektiven Verluste von Cavity-Receivern für solare Turmkraftwerke. Dazu wurde ein Modell-Receiver sowohl numerisch als auch in einem kryogenen Windkanal bei einer Umgebungstemperatur von -170 °C untersucht. Mit Hilfe eines Ähnlichkeitsansatzes können die Ergebnisse auf einen Receiver mit einer Grashof-Zahl von $Gr \approx 4 \cdot 10^{10}$ übertragen werden. Verschiedene Anströmbedingungen und unterschiedliche Neigungswinkel des Receivers wurden berücksichtigt. Dabei zeigt sich, dass der Einfluss von Wind auf einen horizontalen Receiver dieser Größe gering ist. Mit steigendem Neigungswinkel nimmt jedoch der Einfluss von Wind zu. Somit wird bei hohen Windgeschwindigkeiten die mit der Neigung erzielte Reduktion der durch natürliche Konvektion verursachten Verluste teilweise egalisiert. Unter bestimmten Bedingungen können die Verluste eines stärker geneigten Receivers auch die eines weniger stark geneigten Receivers übersteigen. Ist die Anströmung parallel zur Apertur-Öffnung oder wird sie in diese Richtung umgelenkt, so reduziert Wind im mittleren untersuchten Geschwindigkeitsbereich die Verluste eines horizontalen Receivers unterhalb des Niveaus von natürlicher Konvektion. Auch für den leicht geneigten Receiver ist diese Reduktion insbesondere bei frontaler Anströmung zu beobachten.

Durch die parallele Untersuchung mit einem CFD-Modell konnte Einblick in die Vorgänge im Inneren des Cavity-Receiver bei externer Anströmung gewonnen werden. Der Anstieg der Verluste wurde auf eine Verkleinerung des Bereichs hoher Fluidtemperatur, der sich im oberen Teil des Cavity-Receiver bildet, zurückgeführt. Eine Analyse der Verteilung der Wärmeverluste auf verschiedene Heizflächen des Modell-Receiver zeigt diesen Mechanismus im Experiment ebenfalls. Die Reduktion der Verluste konnte auf einen Anstieg der Temperatur im unteren Bereich des Cavity-Receiver infolge einer Störung

des Wärmeflusses durch die Apertur-Öffnung zurückgeführt werden. Generell zeigt sich in Experiment und Simulationen eine gute Übereinstimmung bezüglich der Veränderungen der Verluste durch Wind und der im Inneren auftretenden Mechanismen. Allerdings sind die in den Simulationen berechneten Verluste niedriger als die experimentell gemessenen. Die Unterschätzung des Wärmeübergangs durch das CFD-Modell tritt auch in vergleichbaren Studien bei natürlicher und gemischter Konvektion auf. Daher lassen sich CFD-Simulationen durchaus dazu einsetzen, um beispielsweise die Auswirkungen von Veränderungen zu verstehen und abzuschätzen. Allerdings kann der absolute Wert der Verluste oder einer Veränderung nur mit einer hohen Fehlertoleranz berechnet werden.

Der Mechanismus der Verkleinerung des Bereichs hoher Fluidtemperatur wurde außerdem in das Clausing-Modell [14, 15] implementiert. Mit diesem Modell lassen sich die konvektiven Verluste verursacht durch natürliche Konvektion für viele Geometrien mit guter Genauigkeit berechnen. In der ursprünglichen Form wird allerdings der durch Wind verursachte Anstieg der Verluste bei geneigten Receivern nicht richtig abgebildet. Die Berücksichtigung der Verkleinerung des Bereichs hoher Fluidtemperatur führt zu einer deutlich verbesserten Vorhersage der Verluste des untersuchten Receivers bei Wind.

Mit dem CFD-Modell konnte exemplarisch an zwei Maßnahmen gezeigt werden, dass die konvektiven Verluste mit und ohne Wind durch geeignete Modifikationen am Cavity-Receiver reduziert werden können. Dazu wurde zum einen ein aktiver Fluidstrom durch den oberen Rand der Apertur (Luftvorhang) und zum anderen eine Verkleinerung der Apertur-Fläche durch ein Teilfenster untersucht. Mit dem Teilfenster lassen sich die Verluste um bis zu 40 % und mit dem Luftvorhang um bis zu 50 % reduzieren. Die in der Simulation berechneten Reduktionen der Verluste durch das Fenster wurden zusätzlich experimentell überprüft. Die Ergebnisse zeigen, dass die relative Reduktion in den meisten Fällen, insbesondere ohne Wind, gut berechnet wird. Allerdings weicht die in der Simulation berechnete Reduktion beim stark geneigten Receiver und frontaler Anströmung erheblich von der im Experiment bestimmten Reduktion ab. Die Übereinstimmung in den übrigen Fällen verdeutlicht dennoch, dass CFD-Simulationen für eine erste Evaluation und Analyse von gezielten Reduktionsmaßnahmen eingesetzt werden

können. Eine endgültige Bewertung kann aber nur mit Hilfe von zusätzlichen experimentellen Tests erfolgen.

Die Ergebnisse für den Receiver der aktuellen Studie belegen, dass es sich bei den konvektiven Verlusten auch bei der höchsten untersuchten Windgeschwindigkeit um ein Mischkonvektionsproblem handelt. Durch den Vergleich mit Literaturdaten für kleinere Receiver, die in Dish-Systemen zu Einsatz kommen, konnte gezeigt werden, dass der relative Einfluss von Wind auf die Verluste insbesondere bei horizontalen Receivern abnimmt. Ursache hierfür ist die mit der Größe überproportional zunehmende Bedeutung der natürlichen Konvektion. Für größere Receiver nimmt die Richardson-Zahl, die den Einfluss von Wind mit dem Einfluss natürlicher Konvektion ins Verhältnis setzt, ab. Daher ist es naheliegend, dass für noch größere Cavity-Receiver, wie sie in solarthermischen Kraftwerken eingesetzt werden, der Einfluss von Wind gegenüber dem Einfluss der natürlichen Konvektion weiter abnimmt. Diese These sollte jedoch insbesondere für geneigte Receiver beispielsweise mit Hilfe von CFD-Simulationen überprüft werden.

In einem nächsten Schritt sollte der Einfluss des Turmes auf die Verluste genauer untersucht werden. Dieser musste in der aktuellen Arbeit vernachlässigt werden, um das definierte Ziel der Validierung von CFD-Simulationen zu realisieren. Zur Übertragung der Ergebnisse könnten die Auswirkungen des Turmes auf die Strömungssituation vor der Apertur-Öffnung oder im Inneren eines Cavity-Receivers an einem verkleinerten und ungeheizten Modell untersucht werden. Aus den so gewonnenen Erkenntnissen zur Strömung vor oder im Inneren eines in einen Turm integrierten Cavity-Receivers können gegebenenfalls mit den vorliegenden Ergebnissen Rückschlüsse auf die Verluste gezogen werden. Idealerweise könnte so der Einfluss des Turms vom Wärmeübergang entkoppelt werden.

Primäres Ziel bei der Entwicklung von solarthermischen Kraftwerken ist die Verbesserung der Wirtschaftlichkeit. Ein Weg, die Wirtschaftlichkeit von Cavity-Receivern zu erhöhen, sind Maßnahmen, die bei nur geringer Kostensteigerung zu einer deutlichen Reduktion der Verluste führen. Erste Ergebnisse zu zwei solcher Maßnahmen wurden in dieser Arbeit vorgestellt. Diese und ähnliche Maßnahmen sollten, auch unter Berücksichtigung des Turmes, detaillierter untersucht und hinsichtlich ihrer Wirksamkeit und Kosten bewertet

Zusammenfassung und Ausblick

werden. Vielversprechende Maßnahmen sollten dann ebenfalls experimentell untersucht und ihre Anwendbarkeit in Demonstrationsanlagen nachgewiesen werden.

Literatur

- [1] PIETZCKER, R. C., STETTER, D., MANGER, S. und LUDERER, G. „Using the sun to decarbonize the power sector: The economic potential of photovoltaics and concentrating solar power“. In: *Applied Energy* 135 (2014), S. 704–720. DOI: 10.1016/j.apenergy.2014.08.011.
- [2] WEINREBE, G. „Technische, ökologische und ökonomische Analyse von solarthermischen Turmkraftwerken“. Diss. Stuttgart: Universitätsbibliothek der Universität Stuttgart, 2000. URL: <http://elib.uni-stuttgart.de/opus/volltexte/2000/725>.
- [3] HARRIS, J. A. und LENZ, T. G. „Thermal performance of solar concentrator/cavity receiver systems“. In: *Solar Energy* 34.2 (1985), S. 135–142. DOI: 10.1016/0038-092X(85)90170-7.
- [4] VOGEL, W. und KALB, H. *Solar thermal power plants*. Weinheim und Chichester: Wiley-VCH, 2009. ISBN: 978-3-527-40515-2.
- [5] KRAABEL, J. „An Experimental Investigation of the Natural Convection from a Side-Facing Cubical Cavity“. In: *ASME-JSME Thermal Engineering Joint Conference: Proceedings*. Hrsg. von MORI, Y., YANG, W. J., AMERICAN SOCIETY OF MECHANICAL ENGINEERS, JAPAN SOCIETY OF MECHANICAL ENGINEERS und ASME-JSME THERMAL ENGINEERING JOINT CONFERENCE. Bd. 1. Japan Society Of Mechanical Engineers, 1983, S. 299–306.
- [6] NATIONAL RENEWABLE ENERGY LABORATORY. *Concentrating Solar Power Projects*. URL: <http://www.nrel.gov/csp/solarpaces/> (besucht am 05.03.2015).

- [7] QUERO, M., KORZYNIETZ, R., EBERT, M., JIMÉNEZ, A. A., DEL RÍO, A. und BRIOSO, J. A. „Solugas – Operation Experience of the First Solar Hybrid Gas Turbine System at MW Scale“. In: *Proceedings of the SolarPACES 2013 International Conference* 49 (2014), S. 1820–1830. DOI: 10.1016/j.egypro.2014.03.193.
- [8] KORZYNIETZ, R., QUERO, M. und UHLIG, R. „Solugas – Future Solar Hybrid Technology“. In: *Proceedings Solarpaces 2012*. Hrsg. von SOLAR-PACES. 2012.
- [9] KUNTZ FALCONE, P. *A Handbook for Solar Central Receiver Design*. Techn. Ber. Sandia National Labs., Livermore, CA (USA), 1986.
- [10] LIOVIC, P., KIM, J.-S., HART, G. und STEIN, W. „Wind dependence of energy losses from a solar gas reformer“. In: *Applied Thermal Engineering* 63.1 (2014), S. 333–346. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2013.11.002.
- [11] WU, Y. C. und WEN, L. C. *Solar Thermal Power Systems Advanced Solar Thermal Technology Project: Solar receiver performance in the temperature range of 300 to 1300°C*. Techn. Ber. Jet Propulsion Lab., Pasadena, CA (USA), 1.10.1978. URL: http://www.osti.gov/energycitations/product.biblio.jsp?osti_id=6953298.
- [12] TRACEY, T. R., BLAKE, F. A., ROYERE, C. und BROWN, C. T. „One MWth solar cavity steam generator solar test program“. In: *International Solar Energy Society, Annual Meeting*. Hrsg. von BEACH, C. und FORDYCE, E. 1977, S. 21.
- [13] EYLER, L. L. *Predictions of convective losses from a solar cavity receiver*. Techn. Ber. Battelle Pacific Northwest Labs., Richland, WA (USA), 1.01.1979.
- [14] CLAUSING, A. M. „An Analysis of Convective Losses from Cavity Solar Central Receivers“. In: *Solar Energy* 27.4 (1981), S. 295–300. DOI: 10.1016/0038-092x(81)90062-1.
- [15] CLAUSING, A. M. „Convective Losses from Cavity Solar Receivers - Comparisons between Analytical Predictions and Experimental Results“. In: *Journal of Solar Energy Engineering* 105.1 (1983), S. 29–33.
- [16] MIRENAYAT, H. „Etude Experimentale Du Transfert De Chaleur Par Convection Naturelle Dans Une Cavite Isotherme Ouverte“. Diss. Universität Poitiers, 1981.

-
- [17] MCMORDIE, R. K. „Convection Heat Loss From a Cavity Receiver“. In: *Journal of Solar Energy Engineering* 106.1 (1984), S. 98. DOI: 10.1115/1.3267569.
- [18] HESS, C. F. und HENZE, R. H. „Experimental Investigation of Natural Convection Losses From Open Cavities“. In: *Journal of Heat Transfer* 106.2 (1984), S. 333–338. DOI: 10.1115/1.3246677.
- [19] CLAUSING, A. M., WALDVOGEL, J. M. und LISTER, L. D. „Natural Convection From Isothermal Cubical Cavities With a Variety of Side-Facing Apertures“. In: *Journal of Heat Transfer* 109.2 (1987), S. 407. DOI: 10.1115/1.3248095.
- [20] STINE, W. und McDONALD, C. „Cavity receiver heat loss measurements“. In: *ISES World Congress*. 1989.
- [21] MA, R. Y. *Wind effects on convective heat loss from a cavity receiver for a parabolic concentrating solar collector*. Techn. Ber. SAND-92-7293. Sandia National Labs., Albuquerque, NM (United States) und California State Polytechnic Univ., Pomona, CA (United States). Dept. of Mechanical Engineering, 1993. DOI: 10.2172/10192244. URL: http://www.osti.gov/energycitations/product.biblio.jsp?osti_id=10192244.
- [22] LEIBFRIED, U. und ORTJOHANN, J. „Convective Heat Loss from Upward and Downward-Facing Cavity Solar Receiver: Measurements and Calculations“. In: *Journal of Solar Energy Engineering* 117.2 (1995), S. 75–84. DOI: 10.1115/1.2870873.
- [23] PRAKASH, M., KEDARE, S. B. und NAYAK, J. K. „Investigations on heat losses from a solar cavity receiver“. In: *Solar Energy* 83.2 (2009), S. 157–170. DOI: 10.1016/j.solener.2008.07.011.
- [24] CHEN, D., LIU, Y., BENITO, R. und STEIN, W. „CFD modeling of the radiation and convection losses in the MTSA receiver“. In: *Fifth International Conference on CFD in the Process Industries CSIRO*. 2006.
- [25] FANG, J. B., WEI, J. J., DONG, X. W. und WANG, Y. S. „Thermal performance simulation of a solar cavity receiver under windy conditions“. In: *Solar Energy* 85.1 (2011), S. 126–138. DOI: 10.1016/j.solener.2010.10.013.

- [26] TU, N., WEI, J. und FANG, J. „Numerical study on thermal performance of a solar cavity receiver with different depths“. In: *Applied Thermal Engineering* 72.1 (2014), S. 20–28. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2014.01.017.
- [27] KIM, J.-S., LIOVIC, P., TOO, Y. C. S., HART, G. und STEIN, W. „CFD Analysis of Heat Loss from 200kW Cavity Reactor“. In: *Proceedings Solarpaces 2011*. 2011.
- [28] PAITOONSURIKARN, S., LOVEGROVE, K., HUGHES, G. und PYE, J. „Numerical Investigation of Natural Convection Loss From Cavity Receivers in Solar Dish Applications“. In: *Journal of Solar Energy Engineering* 133.2 (2011), S. 10.
- [29] TAUMOEFOLOU, T., PAITOONSURIKARN, S., HUGHES, G. und LOVEGROVE, K. „Experimental investigation of natural convection heat loss from a model solar concentrator cavity receiver“. In: *Journal of Solar Energy Engineering* 126.2 (2004), S. 801–807. DOI: 10.1115/1.1687403.
- [30] PAITOONSURIKARN, S., TAUMOEFOLOU, T. und LOVEGROVE, K. „Estimation of convection loss from paraboloidal dish cavity receivers“. In: *Proceedings of 42nd Conference of the Australia and New Zealand Solar Energy Society (ANZSES)*. 2004.
- [31] WU, S. Y., XIAO, L. und LI, Y. R. „Effect of aperture position and size on natural convection heat loss of a solar heat-pipe receiver“. In: *Applied Thermal Engineering* 31.14-15 (2011), S. 2787–2796. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2011.05.004.
- [32] WU, S.-Y., GUO, F.-H. und XIAO, L. „Numerical investigation on combined natural convection and radiation heat losses in one side open cylindrical cavity with constant heat flux“. In: *International Journal Of Heat And Mass Transfer* 71 (2014), S. 573–584. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.12.064.
- [33] XIAO, L., WU, S.-Y. und LI, Y.-R. „Numerical study on combined free-forced convection heat loss of solar cavity receiver under wind environments“. In: *International Journal of Thermal Sciences* 60 (2012), S. 182–194. DOI: 10.1016/j.ijthermalsci.2012.05.008.

- [34] WU, W., AMSBECK, L., BUCK, R., WAIBEL, N., LANGNER, P. und PITZ-PAAL, R. „On the influence of rotation on thermal convection in a rotating cavity for solar receiver applications“. In: *Applied Thermal Engineering* 70.1 (2014), S. 694–704. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2014.03.059.
- [35] YUAN, J. K., HO, C. K. und CHRISTIAN, J. M. „Numerical Simulation of Natural Convection in Solar Cavity Receivers“. In: *ASME 2012 6th International Conference on Energy Sustainability collocated with the ASME 2012 10th International Conference on Fuel Cell Science, Engineering and Technology*. 2012, S. 281. DOI: 10.1115/ES2012-91064.
- [36] JILTE, R. D., KEDARE, S. B. und NAYAK, J. K. „Natural Convection and Radiation Heat Loss from Open Cavities of Different Shapes and Sizes Used with Dish Concentrator“. In: *Mechanical Engineering Research* 3.1 (2013). DOI: 10.5539/mer.v3n1p25.
- [37] TAN, T., CHEN, Y., CHEN, Z., SIEGEL, N. und KOLB, G. J. „Wind effect on the performance of solid particle solar receivers with and without the protection of an aerowindow“. In: *Solar Energy* 83.10 (2009), S. 1815–1827. DOI: 10.1016/j.solener.2009.06.014.
- [38] SIEBERS, D. und KRAABEL, J. *Estimating convective energy losses from solar central receivers*. Techn. Ber. Sandia National Labs., Livermore, CA (USA), 1.01.1984.
- [39] FERZIGER, J. H. und PERIĆ, M. *Numerische Strömungsmechanik*. Berlin: Springer, 2008. ISBN: 978-3-540-67586-0.
- [40] BUCKINGHAM, E. „On physically similar systems; illustrations of the use of dimensional equations“. In: *Physical Review* 4.4 (1914), S. 345–376.
- [41] ANDERSON, D. A., PLETCHER, R. H. und TANNEHILL, J. C. *Computational fluid mechanics and heat transfer*. Third edition. Series in computational and physical processes in mechanics and thermal sciences. Boca Raton : CRC Press, Taylor & Francis Group, 2013. ISBN: 978-1-59169-037-5.
- [42] CARETTO, L. S., GOSMAN, A. D., PATANKAR, S. V. und SPALDING, D. B. „Two calculation procedures for steady, three-dimensional flows with recirculation“. In: *Proceedings of the Third International Conference on Numerical Methods in Fluid Mechanics*. Hrsg. von CABANNES, H. und TEMAM, R. Bd. 19. Lecture Notes in Physics. Springer Berlin Heidelberg,

- 1973, S. 60–68. ISBN: 978-3-540-06171-7. DOI: 10.1007/BFb0112677. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/BFb0112677>.
- [43] YEH, K., HUGHES, G. und LOVEGROVE, K. „Modelling the convective flow in solar thermal receivers“. In: *Proceedings of the 43rd Conference of the Australia and New Zealand Solar Energy Society (ANZSES)*. 2005. URL: <http://people.eng.unimelb.edu.au/luu/045.pdf>.
- [44] SINGER, C. *Solarturmreceiver für überkritische Dampfprozesse und ihre technische und ökonomische Bewertung*. SpringerLink : Bücher. Wiesbaden: Springer Vieweg, 2013. ISBN: 978-3-658-02210-5.
- [45] RÖGER, M., AMSBECK, L., GOBEREIT, B. und BUCK, R. „Face-Down Solid Particle Receiver Using Recirculation“. In: *Journal of Solar Energy Engineering* 133.3 (2011), S. 031009. DOI: 10.1115/1.4004269.
- [46] KALTSCHMITT, M., Hrsg. *Erneuerbare Energien: Systemtechnik, Wirtschaftlichkeit, Umweltaspekte mit 83 Tabellen*. 4., aktualisierte, korr. und erg. Aufl. Berlin [u.a.]: Springer, 2006. ISBN: 3-540-28204-1.
- [47] NELSON, V. *Wind energy: Renewable energy and the environment*. Energy and the environment. Boca Raton: CRC Press, ©2009. ISBN: 978-1420075687.
- [48] NATIONAL RENEWABLE ENERGY LABORATORY. *United States - Annual Average Wind Speed at 80 m*. URL: http://www.nrel.gov/gis/images/80m_wind/USwind300dpe4-11.jpg (besucht am 04. 03. 2015).
- [49] INSTITUTO PARA LA DIVERSIFICACION Y AHORRO DE LA ENERGIA. *Wind Map of Spain*. 2009. URL: http://atlaseolico.idae.es/inc/get_map.php?pdf=e-spd30_es (besucht am 04. 03. 2015).
- [50] WESSELAK, V. und SCHABBACH, T. *Regenerative Energietechnik*. Berlin und Heidelberg: Springer, 2009. ISBN: 978-3-540-95881-9.
- [51] GASCH, R., TWELE, J. und BADE, P., Hrsg. *Windkraftanlagen: Grundlagen, Entwurf, Planung und Betrieb*. 8., überarb. Aufl. Wiesbaden: Springer Vieweg, 2013. ISBN: 978-3-8348-2562-9.
- [52] WATTER, H. *Regenerative Energiesysteme: Grundlagen, Systemtechnik und Anwendungsbeispiele aus der Praxis*. 2., erw. Aufl. Studium. Wiesbaden: Vieweg + Teubner, 2011. ISBN: 978-3-8348-1040-3.

- [53] AUGSBURGER, G. „Thermo-economic optimisation of large solar tower power plants“. Dissertation. Lausanne: Ecole Polytechnique Federale de Lausanne, 2013.
- [54] ABENGOA SOLAR S.A. *Heliostato Sanlúcar 120*. Techn. Ber. 2011.
- [55] DEUTSCH-NIEDERLÄNDISCHE WINDKANÄLE. *Windkanäle im DNW*. Hrsg. von DEUTSCH-NIEDERLÄNDISCHE WINDKANÄLE. o.J. URL: <http://www.dnw.aero/Wind-tunnels.aspx> (besucht am 04.12.2012).
- [56] HUCHO, W.-H. *Aerodynamik der stumpfen Körper: Physikalische Grundlagen und Anwendungen in der Praxis*. 2., vollständig überarbeitete und erweiterte Auflage. SpringerLink : Bücher. Wiesbaden: Vieweg+Teubner Verlag, 2012. ISBN: 978-3-8348-8243-1.
- [57] SPAN, R., LEMMON, E. W., JACOBSEN, R. T., WAGNER, W. und YOKOZEKI, A. „A reference equation of state for the thermodynamic properties of nitrogen for temperatures from 63.151 to 1000 K and pressures to 2200 MPa“. In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 29.6 (2000), S. 1361–1433.
- [58] UHLIG, R., FLESCH, R., GOBEREIT, B., GIULIANO, S. und LIEDKE, P. „Strategies Enhancing Efficiency of Cavity Receivers“. In: *Proceedings of the SolarPACES 2013 International Conference* 49 (2014), S. 538–550. DOI: 10.1016/j.egypro.2014.03.058.
- [59] LEMMON, E. W. und JACOBSEN, R. T. „Viscosity and thermal conductivity equations for nitrogen, oxygen, argon, and air“. In: *International Journal of Thermophysics* 25.1 (2004), S. 21–69.
- [60] NATIONAL INSTRUMENTS CORPORATION. *LabView*. 2013. URL: <http://www.ni.com/labview/d/>.
- [61] HOWELL, J. *A Catalog of Radiation Heat Transfer Configuration Factors*. Hrsg. von HOWELL, J. o.J. URL: <http://www.thermalradiation.net/indexCat.html> (besucht am 19.11.2014).
- [62] BARTEC MESSTECHNIK UND SENSORIK. *Emissionsfaktor-Tabelle: Technische Information*. 2001. URL: https://www.bartec.de/homepage/deu/downloads/produkte/19_temperatur/Ti_Tabelle_Emission_d.pdf (besucht am 15.12.2014).

- [63] MÜLLER + ZIEGLER GMBH UND CO. KG. *Betriebsanleitung / Technische Daten: für Wirkleistungs-Umformer der Typen Pw-MU, Pz-MU, Pnz-MU, Pd-MU, Pdr-MU*. Techn. Ber. URL: <http://www.mueller-ziegler.de/Wirkleistungs-MU.pdf> (besucht am 20. 11. 2014).
- [64] ADVANTECH. *APAX-5000 Series: User Manual*. Techn. Ber. 2014. URL: [http://downloadt.advantech.com/ProductFile/Downloadfile1/1-PRWNKG/APAX-5000_Series_Module_UserManual_V1.26\(EN\).pdf](http://downloadt.advantech.com/ProductFile/Downloadfile1/1-PRWNKG/APAX-5000_Series_Module_UserManual_V1.26(EN).pdf) (besucht am 20. 11. 2014).
- [65] DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E.V. *Thermopaare - Teil 2: Grenzabweichungen der Thermospannungen*. 1994-10.
- [66] MENTER, F., CARREGAL FERREIRA, J., ESCH, T. und KONNO, B. „The SST Turbulence Model with Improved Wall Treatment for Heat Transfer Predictions in Gas Turbines“. In: *Proceedings of the International Gas Turbine Congress*. Hrsg. von GTSJ. 2003.
- [67] KAYS, W. M. „Turbulent Prandtl Number—Where Are We?“ In: *Journal of Heat Transfer* 116.2 (1994), S. 284–295. DOI: 10.1115/1.2911398.
- [68] ANSYS, I. *ICEM*. 2013. URL: <http://www.ansys.com/Products/Other+Products/ANSYS+ICEM+CFD> (besucht am 23. 03. 2015).
- [69] GERSTEN, K. und HERWIG, H. *Strömungsmechanik: Grundlagen der Impuls-, Wärme- und Stoffübertragung aus asymptotischer Sicht*. Aufl. 1992. Grundlagen und Fortschritte der Ingenieurwissenschaften. Wiesbaden: Vieweg & Teubner, 2014. ISBN: 978-3-322-93971-5.
- [70] ANSYS, I. *Fluent User Guide*. Canonsburg, 2013. URL: <http://148.204.81.206/Ansys/150/ANSYS%20Fluent%20Users%20Guide.pdf> (besucht am 28. 02. 2015).
- [71] OPENFOAM FOUNDATION. *OpenFOAM*. 2014. URL: <http://www.openfoam.com/>.
- [72] ZUCKERMAN, N. und LIOR, N. „Jet Impingement Heat Transfer: Physics, Correlations, and Numerical Modeling“. In: *Advances in Heat Transfer*. Hrsg. von GEORGE A. GREENE, JAMES P. HARTNETT†, AVRAM BAR-COHEN AND YOUNG I. CHO. Bd. Volume 39. Elsevier, 2006, S. 565–631. ISBN: 0065-2717. DOI: 10.1016/S0065-2717(06)39006-5. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0065271706390065>.

- [73] VIESER, W., ESCH, T. und MENTER, F. *Heat Transfer Predictions using Advanced Two-Equation Turbulence Models*. Techn. Ber. CFX-VAL10/0602. 2002.
- [74] EVANS, G., GREIF, R., SIEBERS, D. und TIESZEN, S. „Turbulent mixed convection from a large, high temperature, vertical flat surface“. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 26.1 (2005), S. 1–11.
- [75] SIEBERS, D. L., MOFFAT, R. J. und SCHWIND, R. G. „Experimental mixed convection from a large, vertical plate in a horizontal flow“. In: *Heat Transfer 1982, Volume 3*. Hrsg. von GRIGULL, U., STRAUB, J., HAHNE, E. und STEPHAN, K. Bd. 3. 1982, S. 477–482.
- [76] GROBBEL, J. „Entwicklung und numerische Untersuchung von Maßnahmen zur Reduktion konvektiver Verluste von Cavity-Receivern solarthermischer Turmkraftwerke“. Masterarbeit. Aachen: RWTH Aachen, 2014.
- [77] GUYONNAUD, L., SOLLIEC, C., DUFRESNE DE VIREL, M. und REY, C. „Design of air curtains used for area confinement in tunnels“. In: *Experiments in Fluids* 28.4 (2000), S. 377–384. DOI: 10.1007/s003480050397.
- [78] FOSTER, A. M., SWAIN, M. J., BARRETT, R., D’AGARO, P., KETTERINGHAM, L. P. und JAMES, S. J. „Three-dimensional effects of an air curtain used to restrict cold room infiltration“. In: *Applied Mathematical Modelling* 31.6 (2007), S. 1109–1123. DOI: 10.1016/j.apm.2006.04.005.
- [79] JASAK, H. „Error analysis and estimation for the finite volume method with applications to fluid flows“. Dissertation. London: Imperial College of Science, Technology and Medicine, 1996.
- [80] OPENFOAM FOUNDATION. *OpenFOAM C++ Documentation*. Hrsg. von OPENFOAM FOUNDATION. URL: <http://www.openfoam.org/docs/cpp/>.

A. Anhang

A.1. k - ω -SST Turbulenzmodell

Die turbulente Scheinviskosität wird durch

$$\mu_t = \frac{a_1 \rho k}{\max(a_1 \omega, b_1 F_2 \left\| \mathbf{S} + \frac{2}{3} \nabla \mathbf{u} \right\|)} \quad (\text{A.1})$$

mit

$$F_2 = \tanh \left[\left(\min \left(\max \left(\frac{2 \sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500 \mu}{\rho y^2 \omega} \right), 100 \right) \right)^2 \right] \quad (\text{A.2})$$

aus der turbulenten kinetischen Energie k und der charakteristischen Wirbel-
frequenz ω bestimmt. Für die turbulente kinetische Energie k gilt

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} k) = \\ \min(\mu \nabla \mathbf{u} : \mathbf{S}, c_1 \beta^* \rho k \omega) - \frac{2}{3} \rho k \nabla \cdot \mathbf{u} - \rho \beta^* \omega k + \\ \nabla \cdot [(\mu + (\alpha_{k,1} F_1 + \alpha_{k,2}(1 - F_1)) \cdot \mu_t) \nabla k] \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

mit

$$F_1 = \tanh \left[\left(\min \left(\min \left(\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500 \mu}{y^2 \rho \omega} \right), \frac{4 \alpha_{\omega,2} k}{CD_{k\omega} y^2} \right), 10 \right) \right)^4 \right], \quad (\text{A.4})$$

dem Wandabstand y und

$$CD_{k\omega} = \max \left(2 \frac{\alpha_{\omega,2}}{\omega} \nabla k \cdot \nabla \omega, 10^{-10} \right). \quad (\text{A.5})$$

Für die charakteristische Wirbelfrequenz ω gilt

$$\begin{aligned} \frac{\partial \omega}{\partial t} + \nabla(\rho u \omega) = & \\ (\gamma_1 F_1 + \gamma_2(1 - F_1))\rho \nabla \mathbf{u} : \mathbf{S} - \frac{2}{3} \rho (\gamma_1 F_1 + \gamma_2(1 - F_1)) \nabla \cdot \mathbf{u} \omega - & \quad (\text{A.6}) \\ \rho(\beta_1 F_1 + \beta_2(1 - F_1))\omega^2 - \rho(F_1 - 1)CD_{k\omega} + & \\ \nabla \cdot [(\mu + (\alpha_{\omega,1}F_1 + \alpha_{\omega,2}(1 - F_1))\mu_t) \nabla \omega] . & \end{aligned}$$

Die verwendeten Konstanten für das Modell sind in Tabelle A.1 zusammengefasst.

Tabelle A.1.: Konstanten des k - ω -Turbulenzmodells. Es wurden die Standardeinstellungen aus OpenFOAM übernommen.

i	1	2
$\alpha_{k,i}$	0,85034	1,0
$\alpha_{\omega,i}$	0,5	0,85616
β_i	0,075	0,0828
β^*	0,09	
γ_i	0,5532	0,4403
a_1	0,31	
b_1	1,0	
c_1	10	

A.2. Numerische Schemata

Zur Lösung der Differentialgleichungen aus Abschnitt 2.1 müssen, wie in Abschnitt 3.3.3 beschrieben, zeitliche und örtliche Ableitungen mit Hilfe von finiten Differenzen angenähert werden. Die verwendete Konfiguration in OpenFOAM ist in Code A.1 gezeigt. Im Folgenden werden die wesentlichen Grundlagen der zugrunde liegenden numerischen Verfahren erläutert. Weitergehende Informationen finden sich in der einschlägigen Literatur (insbesondere [39, 79]). Als Beispiel soll hier eine beliebige skalare Strömungsgröße ψ dienen.

Der zeitliche Gradient der Strömungsgröße ψ kann durch

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = \frac{\frac{3}{2}\psi^n - 2\psi^o + \frac{1}{2}\psi^{oo}}{\Delta t} \quad (\text{A.7})$$

angenähert werden [79]. Dabei bezeichnet ψ^n die gesuchte aktuelle Lösung, ψ^o die Lösung des letzten Zeitschritts und ψ^{oo} entsprechend die Lösung des vorletzten Zeitschritts. Die aktuelle Zeitschrittweite ist durch Δt gekennzeichnet. Dieses zeitliche Diskretisierungsschema wird in OpenFOAM mit *backward* bezeichnet.

Wie bereits in Abschnitt 3.3.3 beschrieben, werden die Divergenzterme des konvektiven Transports in den Gleichungen mit Hilfe des Gaußschen Satzes umgewandelt und diskretisiert

$$\int_V \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \psi) dV = \int_O (\rho \mathbf{u} \psi) \cdot \mathbf{n} dO \approx \sum (\rho \mathbf{u} \psi)_{fc} A_f. \quad (\text{A.8})$$

Im diskretisierten Fall wird dabei über alle Grenzflächen des finiten Volumens summiert. A_f steht hierbei für den Flächeninhalt der einzelnen Grenzflächen und $(\rho \mathbf{u} \psi)_{fc}$ für den jeweiligen Wert in der Mitte der Grenzfläche. Die Anwendung dieses Verfahrens wird durch das Stichwort *Gauss* in dem Konfigurationsfile von OpenFOAM kenntlich gemacht. In der Methode der finiten Volumen wird nur der Wert in der Mitte der einzelnen finiten Volumen gespeichert. Dies bedeutet, dass zur Berechnung des diskretisierten Divergenzterms der Wert in der Mitte der Grenzfläche $(\rho \mathbf{u} \psi)_{fc}$ aus den Werten der Zellmitte der zugehörigen finiten Volumen berechnet wird. Für zwei benachbarte finite

Code A.1: Übersicht über die verwendeten Schemata

```
ddtSchemes
{
  default                                none;
  ddt(rho,U)                             bounded backward;
  ddt(rho,K)                             bounded backward;
  ddt(rho,h)                             bounded backward;
  ddt(rho,k)                             bounded backward;
  ddt(rho,omega)                         bounded backward;
  ddt(rho)                               backward;
  ddt(p_rgh)                             backward;
  ddt(p)                                 backward;
}
gradSchemes
{
  default                                cellLimited Gauss linear 1;
}
divSchemes
{
  default                                none;
  div(phi,U)                             bounded Gauss linearUpwindV grad(U);
  div(phi,K)                             bounded Gauss linearUpwind grad(K);
  div(phi,h)                             bounded Gauss linearUpwind grad(h);
  div(phi,k)                             bounded Gauss upwind;
  div(phi,omega)                         bounded Gauss upwind;
  div((muEff*dev2(T(grad(U))))))         Gauss linear;
}
laplacianSchemes
{
  default                                none;
  laplacian(muEff,U)                     Gauss linear corrected;
  laplacian(rAUf,p_rgh)                  Gauss linear corrected;
  laplacian(alphaEff,h)                  Gauss linear corrected;
  laplacian(DkEff,k)                     Gauss linear corrected;
  laplacian(DepsilonEff,epsilon)         Gauss linear corrected;
  laplacian(DomegaEff,omega)             Gauss linear corrected;
  laplacian(Dp,p_rgh)                    Gauss linear corrected;
}
```

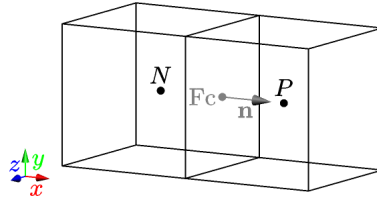


Abbildung A.1.: Darstellung von zwei finiten Elementen

Volumen kann der Wert auf der Grenzfläche beispielsweise durch lineare Interpolation bestimmt werden. Dieses Verfahren wird durch das Schlüsselwort *linear* in OpenFOAM ausgewählt. Dieses Verfahren hat die Ordnung $o = 2$ [39], kann jedoch nicht beschränkte Lösungen produzieren. Das sogenannte *upwind* Verfahren liefert beschränkte Lösungen [79]. Allerdings ist es lediglich von erster Ordnung. Hierbei wird der Wert einer Zellmitte direkt für die Grenzflächen übernommen. Aus welchem Volumen der Wert übernommen wird, wird anhand der Richtung von \mathbf{u} bestimmt. Für zwei Zellen, deren Mitten hier mit N und P (vgl. Abb. A.1) bezeichnet sind, gilt

$$(\rho u \psi)_{fc} = \begin{cases} (\rho u \psi)_N & \text{falls } \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} \geq 0 \\ (\rho u \psi)_P & \text{falls } \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} < 0 \end{cases} . \quad (\text{A.9})$$

Somit wird der Wert stromauf genommen. Das Verfahren *linear upwind* funktioniert analog zum *upwind* Verfahren, jedoch wird hierbei der Wert auf der Grenzfläche durch lineare Extrapolation von zwei stromauf liegenden Werten bestimmt. Die Ordnung des Verfahrens ist $o = 2$. Allerdings können sich hierbei auch nicht beschränkte Ergebnisse ergeben [39]. Daher kann das Ergebnis des Verfahrens zusätzlich anhand der Werte der umliegenden Zellmittelpunkten begrenzt werden. Diese Begrenzung wird durch das Schlüsselwort *cell limited* aktiviert. Hierdurch reduziert sich jedoch die Ordnung des Verfahrens. Zusätzlich wird die Option *bounded* angewandt, die die Konvergenz in den einzelnen Zeitschritten verbessern soll. Dabei wird die Form der Substantiellen Ableitung einer Strömungsgröße ψ durch Abzug der Kontinuitätsgleichung 2.1

umgewandelt

$$\frac{\partial \rho \psi}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \psi) = \frac{\partial \rho \psi}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \psi) - \psi \cdot \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) \right). \quad (\text{A.10})$$

Hiervon sind sowohl die zeitliche Ableitung als auch der konvektive Term betroffen, so dass das Schlüsselwort *bounded* für beide Einträge verwendet werden muss.

Letztlich müssen noch die Diffusionsterme angenähert werden. Da diese auch durch eine Divergenz berechnet werden, lassen sich die bereits beschriebenen Methoden anwenden: Annäherung der Divergenz durch eine Summation der Produkte aus Flächenmittelpunkt und Flächeninhalt der Grenzfläche

$$\nabla \cdot (\Gamma \nabla \psi) \approx \sum \Gamma_{\text{fc}} (\nabla \psi)_{\text{fc}} A_{\text{f}}. \quad (\text{A.11})$$

Dabei bezeichnet Γ den Transportkoeffizienten. Durch das Schlüsselwort *corrected* wird festgelegt, dass der benötigte Gradient auf der Grenzfläche durch Interpolation aus den Gradienten im Mittelpunkt der finiten Volumen bestimmt wird. Details hierzu finden sich in Jasak [79]. Auch dieses Verfahren ist von zweiter Ordnung.

A.3. Randbedingungen im Simulationsmodell

Eine Zusammenfassung der Randbedingungen, wie sie in OpenFOAM genutzt wurden, ist in Tabelle A.2 gezeigt. Dabei werden mit Ausnahme der Randbedingung *sfBuoyantTotalPressure* Standard-Randbedingungen genutzt, deren Implementierung in der Dokumentation von OpenFOAM [80] zu finden ist. Bei der Randbedingung *sfBuoyantTotalPressure* handelt es sich um eine modifizierte Version der Randbedingung *totalPressure*, allerdings wird der Druck anhand der barometrischen Höhenformel

$$p = p_0 \cdot \exp \left(\frac{\mathbf{g} \cdot \mathbf{x}}{R_{\text{M}} T_0} \right) \quad (\text{A.12})$$

mit Hilfe des anzugebenden Referenzdruckes p_0 und der Referenztemperatur T_0 unter Berücksichtigung der spezifischen Gaskonstante R_M aus dem Ortsvektor x berechnet.

Tabelle A.2.: Übersicht über die Randbedingungen im Simulationsmodell

	alpha	k	mut	omega	P_rgh	T	U
Innere Cavity (geheizt)	type calculated	type fixedValue value 1 · 10 ⁻¹³	type mutLowReWall- Function	type compressible::omegaWall- Function	type fixedFluxPressure	type fixedValue value 333.52	type fixedValue value uniform (0 0 0)
Innere Cavity	type calculated	type fixedValue value 1 · 10 ⁻¹³	type mutLowReWall- Function	type type compressible::omega- WallFunction	type fixedFluxPressure	type zeroGradi- ent	type fixedValue value uniform (0 0 0)
Apertur-Ring Rückseite	type calculated	compressible::kqkWall- Function	mutSpalding- WallFunction	type type compressible::omega- WallFunction	type fixedFluxPressure	type zeroGradi- ent	type fixedValue value uniform (0 0 0)
Apertur- Innenseite	type calculated	compressible::kqkWall- Function	mutSpalding- WallFunction	type type compressible::omegaWall- Function	type fixedFluxPressure	type zeroGradi- ent	type fixedValue value uniform (0 0 0)
Außenwand Cavity	type calculated	compressible::kqkWall- Function	type mutkWallFuncti- on	type type compressible::omegaWall- Function	type fixedFluxPressure	type zeroGradi- ent	type fixedValue value uniform (0 0 0)
Kanalwand	type calculated	compressible::kqkWall- Function	type mutkWallFuncti- on	type type compressible::omega- WallFunction	type fixedFluxPressure	type fixedValue value 100.15	type fixedValue value uniform (0 0 0)
Einlass	type calculated	turbulentIntensity-Kine- ticEnergyInlet intensity 0.03	type calculated	compressible::turbulent- MixingLengthFrequencyInlet mixingLength 0.168	type fixedFluxPressure	type fixedValue value 100.15	type fixedValue value uniform "uWind"
Auslass	type calculated	type zeroGradient	type calculated	type zeroGradient	type fixedValue value 1.013 · 10 ⁵	type zeroGradi- ent	type fixedValue value uniform (0 0 0)
Einlass natürli- che Konvektion	type calculated	turbulentIntensity-Kine- ticEnergyInlet intensity 0.03	type calculated	type compressible::turbulent- MixingLengthFrequencyInlet mixingLength 0.168	type sBuoyantTotalPres- sure TO 100.15 p0 1.013 · 10 ⁵	type inletOutlet inletValue 100.15	type pressureInletOut- letVelocity
Auslass natürli- che Konvektion	type calculated	type zeroGradient	type calculated	zeroGradient	type sBuoyantTotalPres- sure TO 100.15 p0 1.013 · 10 ⁵	type inletOutlet inletValue 100.15	type pressureInletOut- letVelocity

A.4. Stofffunktionen im Simulationsmodell

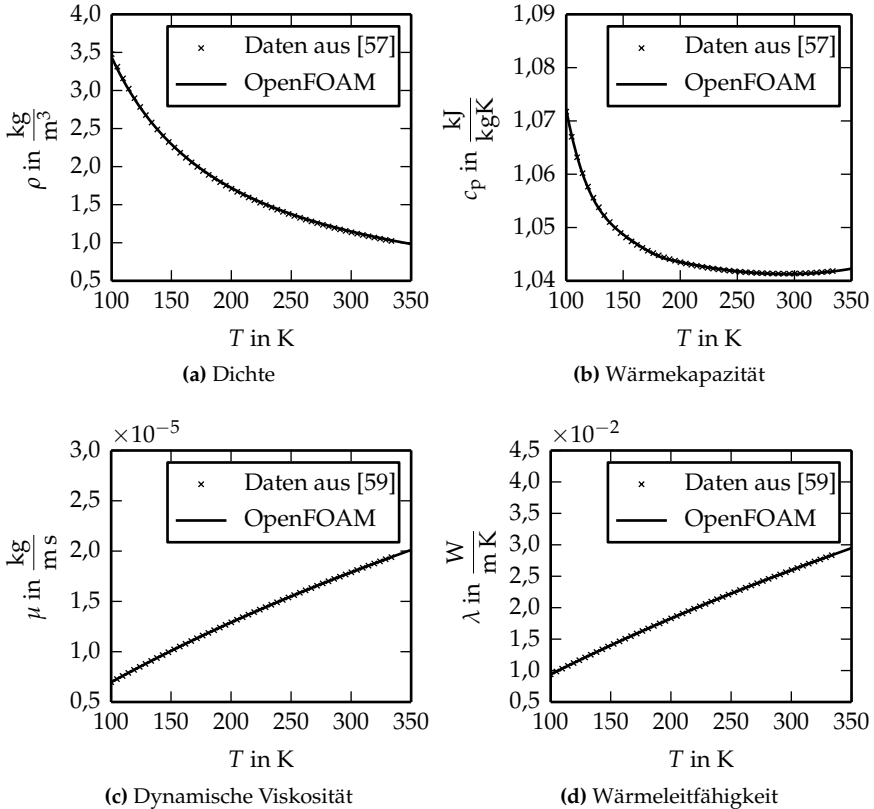


Abbildung A.2.: Vergleich der in OpenFOAM genutzten Stoffdaten mit den Quelldaten.

Die Atmosphäre im KKK bestand während der Versuche aus reinem Stickstoff, da der zur Kühlung benötigte Stickstoff die Luft vollständig verdrängte. Die in der Simulation verwendeten Funktionen für Dichte und Wärmekapazität wurden anhand der Daten aus Span et al. [57] und für die Transportgrößen aus Lemmon et al. [59]. Die Dichte wurde durch das ideale Gasgesetz beschrieben. Die übrigen Stoffgrößen wurden mit Hilfe von Polynomen vierter Ordnung an-

genähert. Im Falle der Wärmekapazität wurde der Temperaturbereich in zwei Teile unterteilt und jeweils getrennte Polynome für beide Bereiche verwendet. Abb. A.2 zeigt den Vergleich der Stofffunktion mit den Ursprungsdaten.